РОБЕРТ ВИХАРД ПОЛЬ

УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

Перевод с немецкого
Л. А. ТУМЕРМАНА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1962

ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

ROBERT WICHARD POHL

SIEBZEHNTE VERÄNDERTE
UND ERGÄNZTE AUFLAGE

SPRINGER — VERLAG
BERLIN — GÖTTINGEN — HEIDELBERG
1960

Роберт Вихард Поль.

Учение об электричестве.

М., Физматгиз, 1962 г., 516 стр. с илл.

Редактор *Е. Б. Кузнецова.*

Техн. редактор *В. Н. Крючкова.* Корректор *Г. Г. Желтова.*

Сдано в набор 16/I 1962 г. Подписано к печати 15/VI 1962 г. Бумага $60 \times 90^1/_{16}$.
Физ. печ. л. 32,25+1 вкл. Условн. печ. л. 32,5. Уч.-изд. л. 34,12 Тираж 35 000 экз.
Цена книги 1 р. 17 к. Заказ № 2634.

Государственное издательство физико-математической литературы.
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Отпечатано с матриц в гос. тип. «Вайздас», Вильнюс, ул. Страздялио 1.
Заказ № 2305.

СОДЕРЖАНИЕ

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

АТОМНЫЕ ЯДРА, ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОТ ПЕРЕВОДЧИКА

Предлагаемое вниманию читателя «Учение об электричестве» Р. Поля, являющееся второй частью трехтомного «Введения в физику», принадлежит к числу книг, не нуждающихся в рекомендации. Появление ее в свет свыше тридцати лет назад стало переломным моментом в развитии всей педагогической литературы в области физики. Мне думается, что ни один из авторов, писавших за эти годы курсы и учебники экспериментальной физики для высшей или средней школы, не избежал глубокого и плодотворного влияния книги Поля. Можно не принимать целиком план и характер изложения, принятый Полем, можно не соглашаться с ним в трактовке тех или иных отдельных вопросов или целесообразности их отбора для учебника, но «после Поля» стало невозможным писать учебники так, как они писались «до Поля».

Книга Поля — это прежде всего учебник *экспериментальной* физики в самом лучшем смысле этого слова. С необычайным мастерством автор при изложении всего классического и современного материала дает учащемуся возможность провести строгое разграничение между тем, что является опытным фактом, и тем, что является его теоретической интерпретацией. Всякий, писавший учебник, знает, как это трудно.

Совершенно непривычный характер и последовательность изложения материала, свежесть и оригинальность в подходе к отбору материала для учебника делают книгу Р. Поля совершенно непохожей на другие учебники и придают ей какой-то своеобразный аромат. Быть может, именно эти обстоятельства в какой-то мере мешают этой книге стать «учебником» в прямом смысле этого слова. Вероятно, по книге Р. Поля трудно «выучить физику», как говорят учащиеся, но я думаю, что не только студент-физик, но и всякий инженер, биолог, химик, который захочет понять сущность современного учения об электричестве, должен эту книгу внимательно прочесть.

Настоящее издание «Электричества» является на русском языке четвертым. Предыдущие издания выходили в 1929, 1931 и 1933 гг. Оно выполнено по семнадцатому немецкому изданию. Выпуская

в свет каждое новое издание своей книги, автор очень тщательно и глубоко перерабатывал ее. Даже то семнадцатое издание «Электричества», с которого сделан настоящий перевод, в очень многом существенно отличается от предыдущего. Справедливо полагая, что «разбухание книги свидетельствует о ее старении», автор при этом тщательно балансировал добавления к книге и изъятия из нее, так что объем последнего издания почти не отличается от объема первого издания, хотя содержание книги изменилось коренным образом.

Непрестанная и поразительная по тщательности работа автора над книгой была направлена не только к тому, чтобы улучшить отбор материала, характер и последовательность его изложения, но и к тому, чтобы книга оставалась «современной», т. е. учитывала бурное развитие физики на протяжении истекших тридцати лет. Это прежде всего потребовало включения в учебник материала, касающегося экспериментальных основ теории относительности, физики атома и атомного ядра и физики твердого тела. Изложение вопросов физики атомных оболочек автор поместил в третий том своего курса («Оптика»); остальные указанные проблемы трактуются в настоящей книге. Эти — не классические — главы книги представляют исключительный интерес. Поражает тот такт, с которым автор отобрал «все необходимое и ничего лишнего» из необозримого имеющегося фактического материала, и то умение, с которым он излагает этот труднейший материал для мало подготовленного читателя.

Перечитывая несчетное число раз книгу Р. Поля, я всегда испытывал какое-то особое, почти эстетическое наслаждение. Хочется верить, что такое же наслаждение получит и всякий вдумчивый читатель, который даст себе труд осилить эту нелегкую, но замечательную книгу.

Л. А. Тумерман

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К ШЕСТНАДЦАТОМУ НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ

Наши сведения об атомных оболочках и их построении из электронов почерпнуты в основном из оптических наблюдений. Со свойствами атомных ядер и их связью с элементарными частицами мы познакомились прежде всего из электрических наблюдений. Поэтому представляется целесообразным рассматривать теперь вопросы физики ядра только в этом томе и не включать их в том, посвященный оптике. В силу этого объем данной книги возрос на 10 страниц, которые будут опущены в «Оптике». На титульном листе тома, посвященного оптике, названа физика атома; напротив, на титуле этой книги физика ядра не упоминается. Критическому читателю эти слова могли бы напомнить о грустных обстоятельствах. В остальном и в это издание внесены некоторые изменения и дополнения, которые компенсированы соответствующими сокращениями. Их можно найти, например, в §§ 91а, 230—232 и в гл. XXVII.

При рассмотрении электронной проводимости в кристаллах без металлической связи я ввел теперь принятые в технике наименования, но не буквы. Мне кажется, например, нецелесообразным обозначать подвижность носителей буквой μ, которая обычно принимается для обозначения магнитной проницаемости.

Расчленение материала и его распределение по тридцати главам должно дать возможность читателю опустить то, что для него не имеет значения.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К СЕМНАДЦАТОМУ НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание этой книги вышло 33 года тому назад. Меня всегда изумляло, как быстро старели последовательные издания. Для этого семнадцатого издания также пришлось вычеркнуть и добавить больше, чем можно было ожидать.

В отношении электрических зарядов, диффундирующих в жидких и твердых телах, атомистическая картина должна была в еще большей мере отступить на задний план, т. е. замечание, сделанное в конце § 33, должно учитываться в еще большей мере. Неудовлетворительно все еще обстоит дело с наименованиями величин, характеризующих электрическое и магнитное поля: $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{H}$ и $\mathfrak{B}$. К счастью, по крайней мере эти буквенные обозначения получили международное распространение, но все еще отсутствуют целесообразно установленные наименования их, которые давали бы сразу возможность понять, что соответствуют друг другу пары величин $\mathfrak{E}$ и $\mathfrak{B}$, с одной стороны, и $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{H}$ — с другой.

Р. В. Поль

Геттинген, апрель 1960 г.

О ПРИНЯТЫХ В КНИГЕ ОБОЗНАЧЕНИЯХ И ПОЛЬЗОВАНИИ ФОРМУЛАМИ

Все уравнения в этой книге написаны как уравнения, связывающие физические величины. Наряду с длиной, временем, массой и температурой введена еще пятая, чисто электрическая основная величина. Кроме того, мы пользуемся рациональной формой написания уравнений (см. § 272). В соответствии с этим для каждой буквы следует подставлять определенное численное значение и определенную единицу (пример в подписи к рис. 101). Выбор единиц остается свободным. Указанные в подписях к многим формулам единицы являются только удобными, но отнюдь не обязательными.

Векторные величины (напряженности электрического и магнитного полей, смещение и магнитная индукция и т. п.) обозначены готическими буквами. Однако и те уравнения, в которые входят эти величины, должны читаться как количественные соотношения. При этом только знаки «+» или «—» между готическими буквами означают геометрическое (векторное) сложение и вычитание; знак «—» указывает на противоположное направление векторов, а косой крестик означает векторное произведение.

Ссылки на другие тома «Введения в физику» Поля отмечены для краткости словами «Механика» и «Оптика». Ссылки на «Механику» даны по русскому изданию 1957 г. (перевод с тринадцатого немецкого издания), а на «Оптику» — по девятому немецкому изданию.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ЗАРЯДЫ И ПОЛЯ

I. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

§ 1. Предварительное замечание. В учебниках механики изложение начинают обычно с понятий *длины*, *времени* и *массы*. Об известных из повседневного употребления приборах для измерения этих величин, т. е. о современных масштабах, часах и весах, лишь коротко упоминают и сразу вводят их в употребление. Никто не пользуется для первых экспериментов солнечными и водяными часами или услугами раба, отсчитывающего биения пульса. Никто не излагает в начале курса историческое развитие понятия о секунде. Всякий без колебаний пользуется карманными часами или современным секундомером, дающим возможность отсчитывать сотые доли секунды. Часами можно пользоваться, и не зная деталей их конструкции или даже истории их развития.

При переходе к учению о теплоте обычно вводят понятие *температуры*. В самом начале коротко упоминают об известном каждому термометре и дальше уже при первых экспериментах пользуются этим испытанным прибором.

Следуя по этому же пути, мы сразу вводим в учение об электричестве знакомые каждому из повседневной жизни понятия об *электрическом токе* и *электрическом напряжении*. Мы вкратце экспериментально поясняем принципы и устройство приборов для измерения этих величин. При этом мы пользуемся химическими источниками тока, вроде батарей для карманных фонариков или аккумуляторов.

> В будущем всю эту главу можно будет опустить. Ее содержание будет тогда так же знакомо всякому из школьного обучения, как сейчас знакомы принципы устройства часов, весов и термометров.

§ 2. Электрический ток. В повседневной жизни мы часто говорим об *электрическом токе в проводах или вообще в проводящих телах*. Здесь мы укажем характерные признаки тока и для

этого прежде всего напомним о двух общеизвестных наблюдениях.

1. Между «северным полюсом» и «южным полюсом» стального магнита можно создать с помощью железных опилок картину *линий магнитного поля*. Положим, например, подковообразный магнит на какую-нибудь гладкую подложку и, постукивая слегка по ней, насыплем на нее немного железных опилок. Мы получим картину, изображенную на рис. 1.

2. Магнит является источником механических сил, действующих на другой магнит и на мягкое железо. В обоих случаях картины линий поля, получаемые при помощи железных опилок, дают

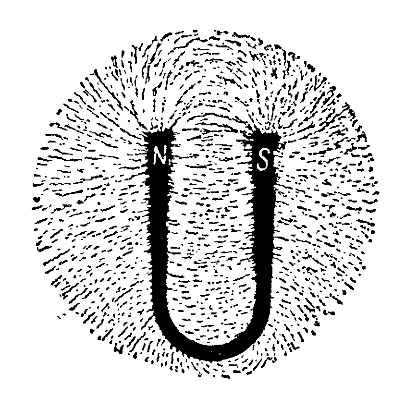


Рис. 1. Линии магнитного поля, изображаемые с помощью железных опилок.

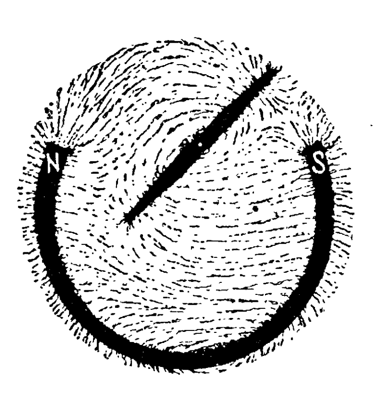


Рис. 2. Линии магнитного поля. Подковообразный магнит поворачивает компасную стрелку в направлении, противоположном движению часовой стрелки.

нам очень наглядное представление об этих силах. На рис. 2 подковообразный магнит «стремится» повернуть компасную стрелку. На рис. 3 такой же магнит притягивает к себе кусок мягкого железа (ключ). Мы сознательно пользуемся здесь несколько примитивным способом выражения.

После этих предварительных замечаний мы можем теперь указать *три характерных признака электрического тока*:

1. *Ток создает магнитное поле.* Проволока, по которой идет ток, окружена кольцеобразными линиями магнитного поля. На рис. 4 показана картина этих линий, полученная с помощью железных опилок на стеклянной пластинке. Проволока была направлена перпендикулярно к плоскости рисунка и затем удалена через отверстие в центре пластинки.— Магнитное поле тока может вызывать разнообразные механические движения. Мы приведем шесть различных примеров:

а) Параллельно прямому проводнику *KA* (рис. 5) подвешен стальной магнит (компасная стрелка) *NS*. При включении тока возникает действующий на магнит вращающий момент и магнит устанавливается перпендикулярно к проводнику.

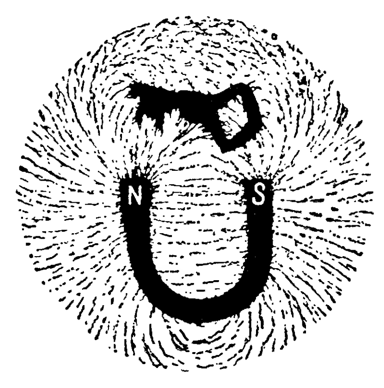


Рис. 3. Линии магнитного поля. Ключ притягивается к подковообразному магниту.

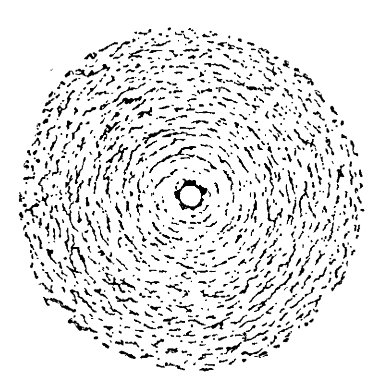


Рис. 4. Кольцевые линии магнитного поля вокруг провода, по которому идет ток.

б) Процесс можно обратить. На рис 6, *а* стержневой магнит закреплен неподвижно. Рядом с ним висит гибкая плетеная металлическая лента *KA*. При прохождении по ней тока проводник устанавливается перпендикулярно к магниту: лента спиралью навивается на магнит (рис. 6, *б*).

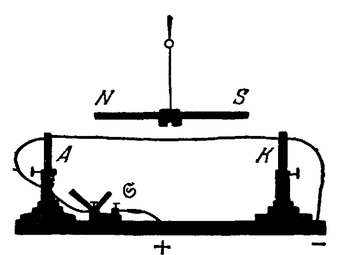


Рис. 5. Проводник *KA* закреплен неподвижно, а стержневой магнит *NS* свободно подвешен и может поворачиваться. В отсутствие тока его конец *N* указывает на север. Его называют поэтому северным полюсом магнита. При включении тока северный полюс поворачивается к наблюдателю, выходя из плоскости рисунка.

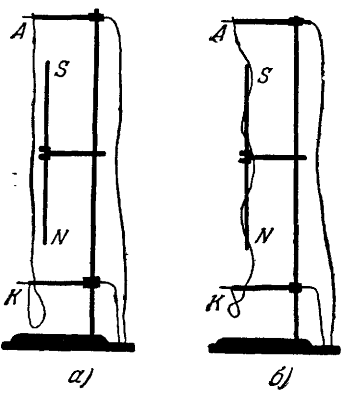


Рис. 6. Стержневой магнит *NS* укреплен неподвижно, а проводник *KA* из гибкой плетеной металлической ленты подвижен.

в) Поместим прямой проводник *KA* в магнитное поле подковообразного магнита *NS* (рис. 7, *а*). Проводник этот подвешен как

гимнастическая трапеция. При включении тока он движется в одном из двух направлений, указанных двойной стрелкой (7, *б*).

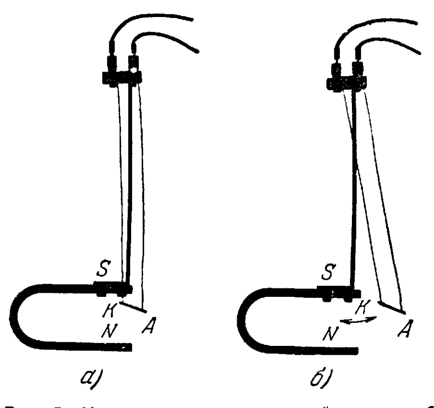


Рис. 7. Неподвижно укрепленный подковообразный магнит *NS* и подвижный прямолинейный проводник *KA*, подвешенный как трапеция на плетеных металлических лентах. Вместе с тем это модель «струнного измерителя тока», или «струнного гальванометра».

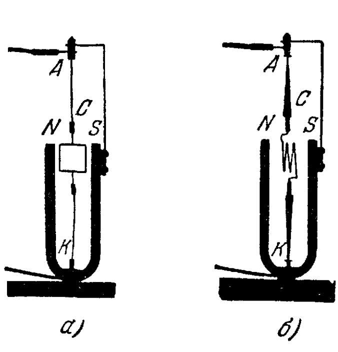


Рис. 8. Неподвижно укрепленный подковообразный магнит *NS* и вращающийся проводник *KA* в виде катушки. Подводы к вращающейся катушке из плетеной металлической ленты. Модель «измерителя тока», или гальванометра, с «вращающейся катушкой».

г) Заменим прямой проводник проволочной катушкой. При включении тока эта проволочная катушка будет поворачиваться вокруг оси *KA* (рис. 8, *а* и *б*).

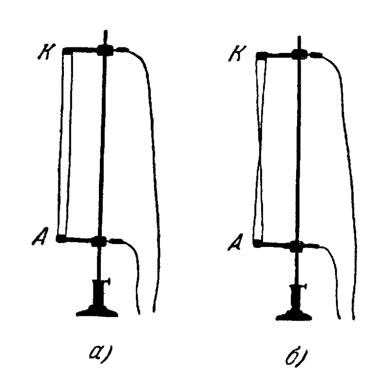


Рис. 9. Взаимное притяжение двух проводников (металлических лент), по которым идет ток.

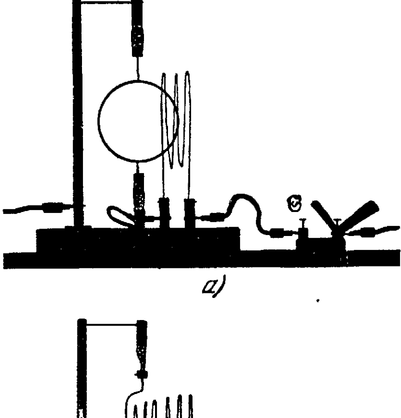
д) До сих пор всегда магнитное поле проводника действовало на магнитное поле стального магнита. Магнитное поле последнего можно заменить полем второго проводника, по которому также проходит электрический ток. На рис. 9, *а* и *б* в точке *K* ток разветвляется по двум параллельным ветвям. В точке *A* эти ветви снова соединяются. Отрезки проводника *KA* состоят из двух слегка натянутых плетеных металлических лент. В отсутствие тока они расположены параллельно друг другу. При включении тока они притягиваются друг к другу вплоть до соприкосновения.

На рис. 10 показано видоизменение этого опыта, часто используемое в технике. Две подвижные полоски заменены здесь двумя катушками, одна из которых закреплена неподвижно, а другая

может поворачиваться. Через обе катушки пропускается один и тот же ток (рис. 10, *а*). При замыкании ключа $\mathfrak{S}$ подвижная катушка устанавливается параллельно неподвижной (рис. 10, *б*).

е) Возьмем, наконец, по аналогии с рис. 3 кусок мягкого железа Fe (рис. 11) Он втягивается в магнитное поле катушки.— Этими примерами механических движений в магнитном поле тока мы пока ограничимся.

2. *Проводник, по которому проходит ток, нагревается.* Как показывает всякая электрическая лампа, этот проводник может быть разогрет до белого каления. Простой демонстрационный опыт, изображенный на рис. 12, показывает как удлиняется проволока, разогреваемая током. — Все сказанное выше относилось к *твердым* проводникам, мы пользовались металлическими проволоками.



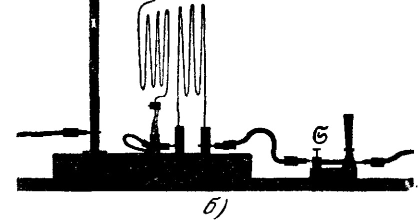


Рис. 10. Справа неподвижная катушка, слева — поворачивающаяся Подводы к «вращающейся» катушке из плетеной металлической ленты. Модель приборов для измерения тока и напряжения так называемой «электродинамической» системы.

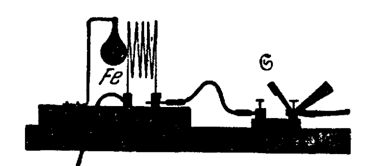


Рис. 11. Неподвижно закрепленная катушка и подвижно подвешенный кусок мягкого железа Fe.

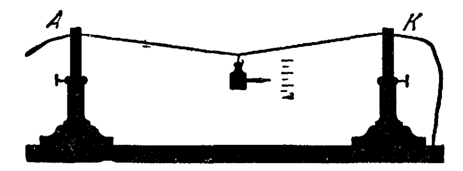


Рис. 12. Удлинение нагреваемой током проволоки *КА*.

При прохождении тока через *жидкие проводники* также проявляется магнитное поле и тепловое действие тока. Для обнаружения магнитного поля можно воспользоваться стеклянной трубкой, наполненной подкисленной водой, как это показано на рис. 13. На этой трубке укреплена небольшая компасная стрелка. Ток подводится и отводится через проволоки *К* и *А*. — Но, кроме магнитного поля и теплового действия, в жидких проводниках мы наблюдаем еще и третье действие электрического тока.

3. *Ток вызывает в жидких проводниках химические процессы, называемые электролитическими.* — Примеры:

а) В сосуд с подкисленной водой введены в качестве «электродов» две платиновые проволоки *К* и *А* (рис. 14). При прохождении тока с электрода *А* поднимаются пузырьки кислорода, а с электрода *К* — пузырьки водорода. *Условно называют электрод К, на котором выделяется водород, отрицательным полюсом* (катодом), а *другой электрод А — положительным полюсом* (анодом). Таким образом, различие между отрицательным и положительным полюсами мы устанавливаем по электролитическому действию.

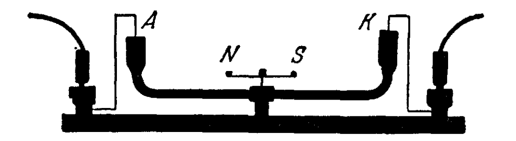


Рис. 13. Магнитное поле тока в жидком проводнике (подкисленная вода) может быть обнаружено при помощи небольшой компасной стрелки *NS*; на концах ее для наглядности укреплены небольшие бумажные флажки.

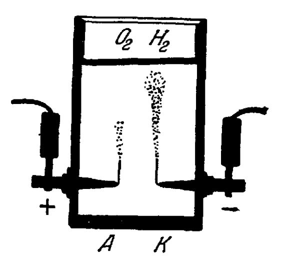


Рис. 14. Выделение водорода (H_2) и кислорода (O_2) при прохождении тока через разбавленную серную кислоту (картина, наблюдаемая через две секунды после включения тока).

б) В сосуд с водным раствором уксуснокислого свинца погружены в качестве электродов две свинцовые проволоки. При прохождении тока на наших глазах на отрицательном полюсе *К* вырастает красивое «свинцовое дерево», состоящее из кристаллических листков (рис. 15). В этом случае электролитическое действие тока заключается в выделении из раствора металла.

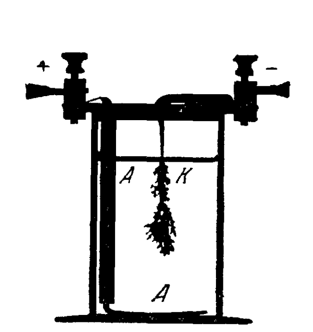


Рис. 15. Выделение кристаллов свинца при прохождении тока через водный раствор уксуснокислого свинца.

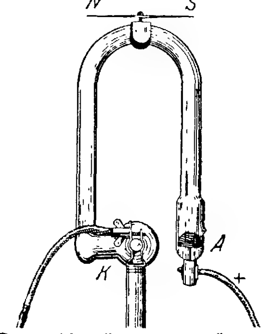


Рис. 16. Благородный газ неон в качестве газообразного проводника в U-образной трубке. *К* и *А* — металлические подводы, *NS* — компасная стрелка.

Возьмем, наконец, вместо жидкого или твердого проводников *проводящий газ*. В U-образной трубке на рис. 16 находится благородный газ неон. Для подвода и отвода тока служат два металлических электрода *К* и *А*. Наверху на трубку надета небольшая

дужка с компасной стрелкой NS. Мы соединяем клеммы K и A с городской сетью и сейчас же обнаруживаем все три действия тока. Магнитная стрелка отклоняется, трубка становится теплой, а ослепительное оранжево-красное свечение во всей трубке свидетельствует о глубоких изменениях молекул газа, какие мы обычно наблюдаем при химических процессах в пламени.

Результаты этого параграфа. Наличие электрического тока в проводнике характеризуется:

1) магнитным полем, }
2) нагреванием } во всех проводниках,

3) «химическими» действиями (в широком смысле этого слова) в жидких и газообразных проводниках.

Иначе говоря: мы наблюдаем три названных явления в тесной взаимной связи и для выражения этой связи *создаем понятие* «электрический ток». — Это — чисто *качественное* определение, и как таковое оно недостаточно для физических целей. Для всех понятий, которыми мы пользуемся с целью выражения физических процессов и состояний, необходимо определить с помощью тех или иных измерительных процессов их величину, т. е. произведение их *численного значения* на соответствующую *единицу*. При этом мы должны различать две различные стороны вопроса:

1) *соглашение* об измерительном процессе,

2) *техническое* построение измерительных приборов.

Здесь, в случае электрического тока, мы начинаем с технического осуществления приборов: можно построить измерители тока с прямым отсчетом тока по шкале прибора.

При указании количественных данных часто вместо слова ток употребляют слова *«сила тока»*. В этом нет необходимости. Ведь мы не называем измеренное давление «силой давления» или измеренное время «силой времени». Однако в случае тока в оправдание этого можно привести одно соображение: ток имеет направление, сила же его от направления не зависит.

Рис 17. Условный знак для изображения на схемах измерителей тока на магнитной основе. Применяется также для изображения такого рода измерителей, переградуированных в качестве измерителей напряжения, или вольтметров.

§ 3. Техническое осуществление измерителей тока, или амперметров.

При изготовлении этих измерителей тока используется как магнитное, так и тепловое действие тока:

а) *Измерители тока, основанные на его магнитных действиях* (условный знак для схем см. на рис. 17), могут быть построены на основании устройств, изображенных на рис. 5—11. Силы, возникающие при прохождении тока, используются для перемещения стрелки по шкале. Положение покоя стрелки (нулевое положение) определяется спиральной пружиной и т. п.

Практическое выполнение измерителей тока непрерывно совершенствуется, прежде всего благодаря применению новых

материалов. Важную роль играют *измерители тока с вращающейся катушкой*, устройство которых основано на расположении, показанном на рис. 8.

Магнитные поля в приборах большей частью имеют радиально симметричную конфигурацию. Два способа осуществления таких полей показаны на рис. 18.

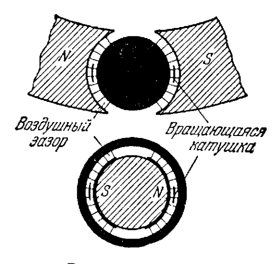


Рис. 18. Радиально симметричные магнитные поля приборов для измерения тока с вращающейся катушкой: наверху — с внешними полюсами, внизу — с внутренними. Магниты заштрихованы, мягкое железо показано черным, две небольшие дужки отмечают пересечение вращающейся катушки с плоскостью рисунка.

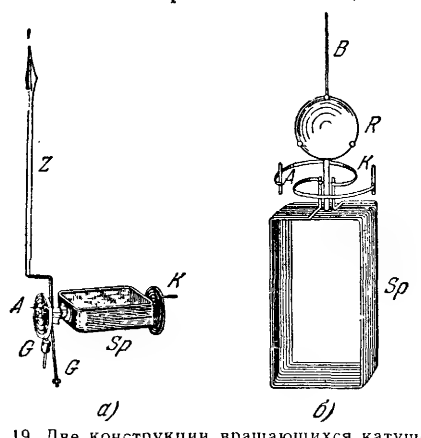


Рис. 19. Две конструкции вращающихся катушек *Sp* для измерителей тока: *а*) с механическим указателем (стрелкой) *Z*, укрепленным на остриях, как в приборах на рис. 35, 36 и 365; *G* — противовес для уравновешивания катушки; *б*) с зеркальцем *R*, световым отсчетом и подвесом на ленте *B*, как в чувствительных приборах, или «гальванометрах», на рис. 37, 75 и 306. *K* и *A* — спиральные подводы тока. Пружинки *K* и *A* или соответственно нить *B* создают, кроме того, «возвращающий момент», т. е. поворачивают катушку при отсутствии тока к ее нулевому положению

На рис. 19, *а* изображена катушка такого измерителя тока с механической стрелкой. Вместо нее в чувствительных приборах применяют «*световой указатель*»: на подвижной части прибора укрепляется небольшое зеркальце *R*, от которого отражается световой пучок (рис. 19, *б*). Такие приборы большей частью носят название *зеркальных гальванометров*.

Рис. 20. Модель петлевого измерителя тока, или осциллографа. *АСК*—натянутая проволочная петля с зеркальцем *R* (проволочная петля ни в коем случае не должна находиться в резонансе с регистрируемым переменным током!).

Техническими видоизменениями этих приборов являются *петлевой гальванометр* (рис. 20) и *струнный гальванометр*. В этих приборах высокая чувствительность соединяется с большой скоростью установки. Они чаще всего применяются для регистрации (записи) токов. В петлевом гальванометре («*осциллографе*») место катушки занимает натянутая петля с очень легким зеркальцем. В струнном гальванометре трапециевидный проводник рис. 7 заменен натянутой струной, перемещения которой наблюдают с помощью микроскопа.

б) *Измерители тока, основанные на тепловом действии.* Измеряемый ток нагревает проволоку KA, которая при этом удлиняется. Это удлинение тем или иным способом передается указывающему устройству. Такие приборы называются часто для краткости просто *тепловыми* (рис. 21 и 22).

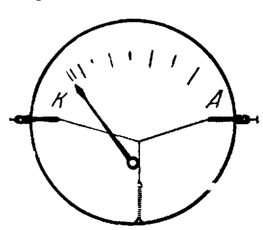


Рис. 21 Схема устройства теплового прибора для измерения тока. Нужно представить себе, что нить, соединяющая натянутую спиральную пружину с нагреваемой током проволокой KA, обернута вокруг оси вращения стрелки.

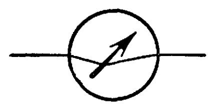


Рис. 22. Условный знак для обозначения на схемах тепловых измерителей тока. Позже будет применяться и для таких тепловых измерителей тока, которые переградуированы в качестве измерителей напряжения, или вольтметров.

§ 4. Калибровка измерителей тока, или амперметров, основана на произвольном установлении измерительного процесса и единицы для измерения тока. *Простейший* для понимания и обучения измерительный процесс основан на *электролитическом действии тока.* Для измерения тока используется при этом отношение

$$\frac{\text{масса } M \text{ выделившегося вещества}}{\text{длительность прохождения тока } t}.$$

Условно принимают за единицу тока такой ток, который в 1 *секунду электролитически выделяет* 1,1180 *миллиграмма серебра; эта единица получила название ампер.* Причудливые десятичные знаки имеют историческое происхождение.

Электролитическое определение единицы тока, называемой ампером, очень удобно для понимания. По существу оно означает следующее: ампером называется такой ток, при котором через поперечное сечение пути тока за единицу времени проходит определенное количество элементарных электрических зарядов (круглым счетом $6 \cdot 10^{18}$ в секунду). Измерить непосредственным счетом это количество с достаточной точностью еще не удается. Поэтому заставляют каждый отдельный элементарный электрический заряд переноситься отдельным носителем — атомом серебра — и вместо *числа* этих носителей измеряют их общую *массу* $M=1{,}1180$ *мг*. Существуют, конечно, и другие способы определения ампера. В приложении, например, описан один из способов, которые в настоящее время предпочтительно используются в центральных метрологических институтах.

Путь, которым мы шли при определении единицы электрического тока, называемой ампером, не отличается от того пути, который был пройден при определении единицы длины, называемой *метром*: по мере развития измерительной техники приходится прибегать к численным значениям, которые кажутся совершенно произвольными, но обусловлены исторически. Вначале определение гласило: метром называется такая единица длины, в которой длина земного меридиана выражается числом $4 \cdot 10^7$. В настоящее время это определение гласит: метр это такая единица длины, которая дает для длины волны

определенной красной спектральной линии паров кадмия значение $\lambda = 6{,}4384696 \cdot 10^{-7}$ *м* или, наоборот, 1 *м*$=1\,553\,164{,}13\lambda$. Важно *только одно*: *мы должны быть в состоянии в любое время и в любом месте воспроизвести смысл слов метр и ампер.*

Во многих измерителях тока, в частности в приборах с вращающейся катушкой, отклонение указателя пропорционально току; отношение

$$D_I = \frac{\text{ток}}{\text{отклонение}}, \text{ измеряемое в } \frac{\text{амперах}}{\text{деления шкалы}},$$

остается постоянным и носит название *цены деления* прибора.

§ 5. Электрическое напряжение. В повседневной жизни мы часто говорим об электрическом напряжении между двумя телами, например между двумя штепсельными контактами электрической сети. Укажем два характерных признака электрического напряжения:

1. *Напряжение может создавать ток.* — Это не требует никаких пояснений.

2. Два тела, между которыми существует электрическое напряжение, действуют друг на друга с определенными силами. Обычно их называют *статическими силами.*

Эти силы легко продемонстрировать с помощью любого прибора для измерения сил, например с помощью весов. На рис. 23

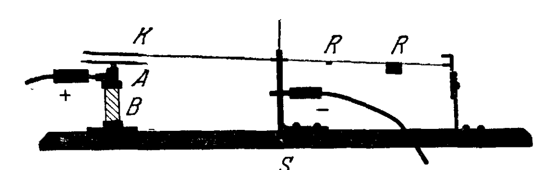


Рис. 23. «Весы напряжения». *B* — янтарный изолятор.

мы видим легкое коромысло весов из алюминия, укрепленное на металлической колонке *S*. На левой части его находится металлический диск *K*, на правой — в качестве противовеса рейтер *R* из бумаги. Под металлическим диском *K* на расстоянии нескольких миллиметров от него находится другой, неподвижный диск *A*. Этот диск и колонку *S* соединяют проводами с двумя контактами городской сети. При этом коромысло весов сейчас же отклоняется. Напряжение, существующее *между A* и *K*, создает таким образом силу.

Таковы качественные признаки электрического напряжения. Но для физического исследования мы должны установить определенный *измерительный процесс* и для напряжения. Здесь также мы будем раздельно рассматривать техническую конструкцию измерительных приборов и условное соглашение об измерительном

процессе. Мы начнем по-прежнему с построения измерительных приборов. В последних используют оба отличительных признака напряжения и в соответствии с этим различают измерители напряжения, по которым проходит ток, и статические измерители напряжения (электрометры). Эти две группы приборов мы рассмотрим в отдельности в §§ 6 и 8.

§ 6. Техническое устройство статических измерителей напряжения, или вольтметров. В этих приборах используются обусловленные напряжением «статические» силы. По принципу они сходны с весами для писем: силы, создаваемые напряжениями, вызывают отклонение указателя, отсчитываемое по шкале. Из большого числа таких приборов мы отметим только три.

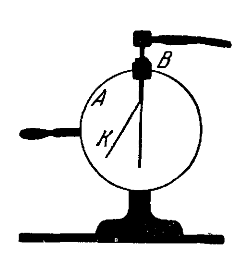


Рис. 24. Статический измеритель напряжения с указателем в виде золотого листка. (Приборы в стеклянном корпусе непригодны. см. § 16.)

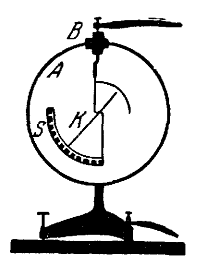


Рис. 25. Статический измеритель напряжения с алюминиевой стрелкой на подшипниках с остриями. Пригоден для напряжений от нескольких сот до примерно 10 000 *в*.

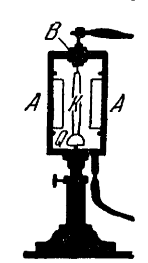


Рис. 26. Модель «двухнитного электрометра». Область измерений приблизительно от 30 до 400 *в*.

а) Уже устаревший в настоящее время *электрометр с золотым листком* (рис. 24). В металлический корпус *A* введен изолированный янтарем *B* металлический стержень. к которому сбоку прикреплена в качестве стрелки полоска листового золота *K*. Между *A* и *K* создают напряжение, например, присоединяя их к источнику тока. Стрелка из листового золота притягивается к стенке сосуда, и величина ее отклонения отсчитывается по шкале.

б) *Статический вольтметр со стрелкой* (рис. 25). Все как в а), но только золотой листок заменен алюминиевой стрелкой, вращающейся на остриях. Такие приборы очень удобной конструкции, пригодные для измерения напряжений от 50 *в* и выше, в настоящее время выпускаются промышленностью. Пример показан на рис. 28.

в) *Двухнитный вольтметр* (рис. 26). Здесь также металлический стержень вводится через янтарный изолятор *B* внутрь металлического корпуса *A*. К стержню подвешена петля из тонких платиновых проволок, оттянутая внизу небольшой кварцевой дужкой *Q*. Электрическое напряжение между *K* и *A* заставляет нити приближаться к стенкам корпуса или, точнее, к укрепленным

на них проволочным петлям («ножам»). Расстояние между нитями при этом увеличивается. Это расстояние измеряют с помощью микроскопа. На рис. 27 изображено поле зрения такого прибора со шкалой. Двухнитный вольтметр отлично приспособлен для проекции. Вследствие своей мгновенной установки он представляет собой необычайно удобный измерительный и демонстрационный прибор.

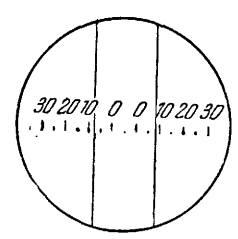


Рис. 27 Поле зрения двухнитного вольтметра.

§ 7. Калибровка измерителей напряжения, или вольтметров, основана на произвольном установлении измерительного процесса и единицы напряжения. В *простейшем* измерительном процессе используется *последовательное включение n тождественных элементов* (рис. 30), причем напряжение между концами этого ряда считается в *n* раз большим, чем напряжение каждого из элементов в отдельности. *Из большого числа химических источников тока один определенный выбирается в качестве «нормального элемента», и его напряжение называют напряжением в* 1,0186 *вольт*. Таким образом, в качестве единицы напряжения принимают *вольт*, и все напряжения выражают в кратных этого единичного напряжения.

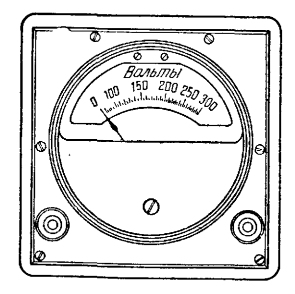


Рис 28. Технический статический измеритель напряжения на 50—300 *в* Внутри имеется диск, могущий поворачиваться на остриях, упирающихся в подпятники Он втягивается в находящуюся сбоку металлическую камеру. Положение покоя определяется спиральной пружиной, укрепленной на оси вращения. На рисунке показан точный прибор швейцарского изготовления.

Десятичные доли в определении вольта основаны на международном соглашении. Они выбраны чрезвычайно целесообразно. Мы убедимся в этом в §§ 12 и 30. В применяемом сейчас нормальном элементе электродами служат не цинк и уголь, как в хорошо известных элементах для карманных фонарей и домашних звонков, а ртуть и кадмий.

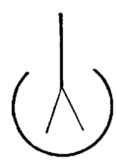


Рис. 29 Условный знак для обозначения «статического измерителя напряжения», «статического вольтметра», или «электрометра» При отсутствии градуировки такой прибор называется также «электроскопом»

§ 8. Измерители напряжения, потребляющие ток, или вольтметры, в принципе представляют собой переградуированные амперметры. Такая переградуировка возможна в силу того, что для металлических проводников существует постоянная связь между током и напряжением.

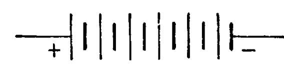


Рис 30. Последовательное включение шести элементов.

Вообще для любого проводника его сопротивление [1]) определяют как отношение

$$\frac{\text{напряжения } U \text{ между концами проводника}}{\text{ток } I \text{ в проводнике}}.$$

Вообще говоря, это отношение U/I, которое мы назвали сопротивлением данного проводника, очень сложным образом зависит от тока (пример, лампочка накаливания). Только в некоторых особых случаях это отношение имеет постоянное значение, которое мы обозначаем буквой R. С его помощью мы формулируем *закон Ома*:

Напряжение U между концами проводника и ток I в этом проводнике пропорциональны друг другу, и их отношение, т. е. сопротивление U/I, имеет постоянное значение R. В виде равенства закон Ома записывают так:

$$\boxed{U = I \cdot R.} \quad (1)$$

Такой специальный случай применимочти закона Ома имеет место для металлических проводников при постоянной температуре.

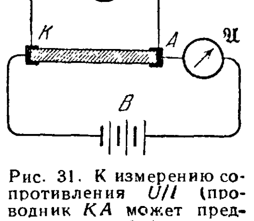


Рис. 31. К измерению сопротивления U/I (проводник KA может представлять собой, например, нить лампы накаливания). Установка может служить для демонстрации частного случая, когда справедлив закон Ома (проводник KA в виде плоской металлической ленты, температура которой практически не меняется).

Это можно показать с помощью опыта, изображенного на рис. 31. Источник тока B посылает ток через металлический проводник KA, имеющий, например, форму ленты или полоски. Амперметр 𝔄 измеряет ток I в проводнике, а вольтметр 𝔅 — напряжение U между концами проводника KA.— Применяя различные источники тока (например, различные количества последовательно соединенных элементов, городскую сеть и т. д.), мы можем изменять ток I. Разделив друг на друга соответствующие значения U и I, мы убедимся в том, что отношение U/I остается неизменным. Таким образом, величина сопротивления, которое мы определили как отношение U/I, измеряется в единицах вольт/ампер. Для сокращения этой единице по международному соглашению присвоено наименование «ом».

---

[1]) Слово «сопротивление» употребляется в учении об электричестве в трех различных значениях. Прежде всего, оно означает для любого проводника отношение напряжения к току, U/I. Кроме того, оно означает определенный *прибор*, например навитую спиралью проволоку, как на рис. 34 В третьем случае сопротивление означает, как и в повседневной жизни, силу, направленную против скорости. Подробнее см. §§ 135, 141 и 213.

Пусть, например, для проводника *KA* на рис. 31 в опыте было получено для отношения *U/I* значение 500 *в/а*. Это коротко можно выразить так: проводник *KA* имеет сопротивление 500 *ом*. В дальнейшем сопротивление проводника часто будет иметь для нас важное значение. Тогда в наших схемах и чертежах мы будем обозначать этот проводник одним из двух показанных на рис. 32 способов.— Сказанным мы ограничимся относительно определения термина «сопротивление» и относительно закона Ома.

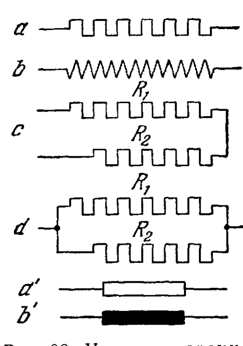


Рис. 32. Условные знаки для изображения сопротивлений: *a* — с ничтожно малой индуктивностью, *b* — с конечной индуктивностью. Это различие будет иметь значение для читателя, только начиная со стр. 177. *c* — условный знак для изображения последовательного включения двух сопротивлений. Общее сопротивление R равно сумме R_1+R_2. *d* — условный знак для изображения параллельного включения двух сопротивлений. Общее сопротивление R вычисляется из равенства

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}.$$

Закон Ома дает нам возможность переградуировать амперметр в вольтметр.— Напомним сначала об одном механическом примере из повседневной жизни, именно о весах для взвешивания монет. Весы для писем обычно градуируются в граммах, но их легко переградуировать так, чтобы они прямо указывали стоимость кучки монет, например немецких марок, положенных на чашку. Мы знаем численное значение отношения, называемого золотым эквивалентом данной валюты, например:

$$\frac{\text{денежная стоимость}}{\text{масса золота}}=4{,}92\,\frac{\text{немецкой марки}}{\text{грамм}}.$$

Поэтому нам достаточно умножить числа граммовой шкалы на 4,92 марки/грамм, чтобы превратить граммовую шкалу в ценностную (в немецких марках).

Совершенно так же можно поступить при переградуировке важнейших измерителей тока, именно приборов на магнитной основе, в приборы для измерения напряжения. Эти приборы содержат проводящую проволоку, обычно в виде катушки. Для этой проволоки мы знаем называемое ее сопротивлением отношение

$$\frac{\text{напряжение}}{\text{ток}}=x\,\frac{\text{вольт}}{\text{ампер}}=x\ \textit{ом},$$

где x есть определенное числовое значение. Следовательно, нам достаточно только умножить значения шкалы в амперах на множитель $R=x$ вольт/ампер, чтобы преобразовать градуировку прибора в амперах в его градуировку в вольтах.

В случае тепловых измерителей тока переградуировка прибора в вольты не так проста, как в случае магнитных приборов. Вследствие нагревания проволоки мы имеем в этом случае вместо простого равенства (1) более сложную связь между напряжением и током.

Повторяем: измерители напряжения, через которые идет ток, по сути представляют собой не что иное, как перерградуированные измерители тока. Поэтому в наших схемах мы будем обозначать их теми же условными значками, какие показаны на рис. 17 и 22; условный знак для обозначения статического вольтметра изображен на рис. 29.

§ 9. Несколько примеров токов и напряжений разной величины.

а) Напряжения порядка 1 *в* существуют между клеммами электрических элементов для домашних звонков, карманных фонарей и т. п.

б) Напряжение между контактами городской сети имеет значение в 127 или 220 *в*.

в) При напряжениях в тысячи вольт возникают искры. Круглым счетом требуется напряжение в 3000 *в*, чтобы пробить воздушный промежуток в 1 *мм*.

г) Между проводами дальних передач энергии от центральных станций в настоящее время чаще всего используют напряжение примерно в 15 000 *в*, а иногда и до 200 000 *в* [1]).

д) Для физических исследований в настоящее время уже построены генераторы с напряжением в несколько миллионов вольт.

Для многих опытов бывают необходимы напряжения различной величины. С помощью простого приема их легко получать как доли максимального напряжения, имеющегося в распоряжении экспериментатора. Для этой цели применяют схему включения *делителя напряжений* [2]). Как показано на рис. 33, клеммы источника тока *B* соединяют с концами «сопротивления» *KA*. Практически последнее в большинстве случаев представляет собой спирально навитую на изолирующий цилиндр проволоку из некоторых специальных сплавов. Тогда напряжение между концами *K* и *A* этого сопротивления равно полному напряжению источника тока. Между одним из концов и серединой сопротивления напряжение имеет половинное значение и так далее для других долей полного напряжения. Поэтому провод *1* мы присоединяем к одному из концов сопротивления, а провод *2* — к металлическому

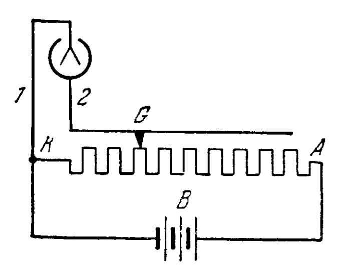


Рис. 33. Схема делителя напряжения

[1]) В СССР уже работают линии дальних передач с напряжением в 400 000 *в* и в ближайшем будущем будут введены линии с еще более высоким напряжением.— *Прим. перев.*

[2]) Иногда это устройство называют также «потенциометром».—*Прим. перев.*

движку G. Перемещая последний, мы можем получить любое напряжение от нуля до максимального значения. На рис. 34 изображена обычная форма такого сопротивления («реостата»), удобная для включения в качестве делителя напряжения. Ручка G служит для перемещения движка.

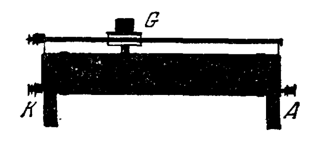


Рис. 34. Техническая конструкция реостата со скользящим контактом (движком) G. Проволока намотана на изолирующий цилиндр.

Теперь несколько примеров токов.

а) Через обычные электрические лампы накаливания проходит ток порядка 1 *а* или нескольких десятых ампера.

б) Трамвайный мотор потребляет ток порядка 100 *а*.

в) Одна тысячная (10^{-3}) доля ампера носит название *миллиампер*. Токи в несколько миллиампер (от 3 до 5) уже ощущаются нашим телом. Это можно показать в опыте, изображенном на рис. 35. Человек включается в цепь тока через две металлические ручки. Необходимое напряжение медленно и равномерно повышают с помощью описанного выше делителя напряжения.

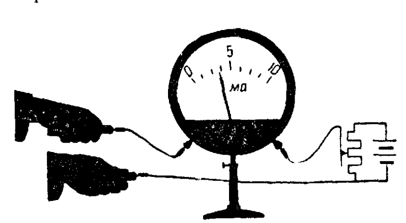


Рис. 35. Включение человека в цепь тока. Измеритель тока по схеме рис. 8. В ручки вделано защитное сопротивление, предотвращающее опасность для испытуемого даже при ошибочном манипулировании.

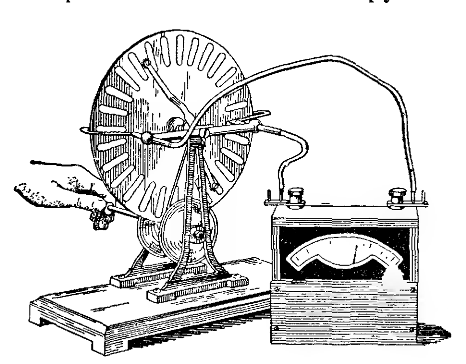


Рис. 36. Измерение при помощи амперметра с вращающейся катушкой тока, даваемого индукционной машиной Гольтца.

г) Токи порядка 10^{-5} *а* дает школьный прибор, известный под названием *индукционной машины*. На рис. 36 этот ток измеряется обычным техническим амперметром. Еще и сейчас иногда приходится встречаться со странным заблуждением: думают, будто индукционная машина дает «статическое электричество», а амперметр может измерять только «гальваническое». Никакого различия между статическим и гальваническим электричеством не существует!

д) Миллионная доля (10^{-6}) ампера получила название *микроампер*. Токи такого порядка легко возникают в нашем собствен-

ном теле. Как показано на рис. 37, экспериментатор берет в каждую руку металлическую ручку. Эти ручки соединены проводами с клеммами амперметра с зеркальным отсчетом, большей частью с зеркальным гальванометром. Если не напрягать

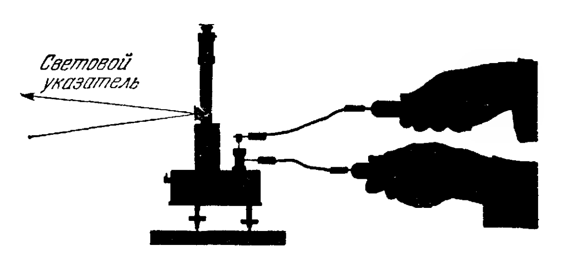


Рис. 37. Наблюдение слабых токов, возникающих при сокращении мышц пальцев. Гальванометр с вращающейся катушкой (по схеме рис. 8) и световым указателем имеет очень короткий собственный период колебаний ($T = 0{,}5$ *сек*).

руки, то никакого тока не наблюдается. Если же сжать пальцы, *одной* руки, то гальванометр покажет ток порядка 10^{-6} *а*. При напряжении *другой* руки мы наблюдаем ток такой же величины, но противоположного направления.

(Этот ток возникает в результате процессов, происходящих в коже, а не в мышцах!)

е) Лучшие зеркальные гальванометры дают возможность измерять токи вплоть до значений около $3 \cdot 10^{-12}$ *а*.

Этот нижний предел определяется броуновским молекулярным движением подвижных частей системы (вращающихся катушек и т. п.). При еще большей чувствительности прибора нулевая точка его движется, хотя и гораздо медленнее, но так же беспорядочно, как пылинка в броуновском движении («Механика», § 165).

§ 10. Импульс тока и его измерение. В физических экспериментах очень часто приходится встречаться с токами, не изменяющимися в течение более или менее длительного времени. Тогда стрелка измерителя тока устанавливается на определенном делении шкалы и мы наблюдаем ее постоянное, или стационарное, отклонение. Однако при многих измерениях приходится иметь дело с токами, длящимися весьма короткое время, например имеющими такой временно́й ход, какой изображен на рис. 38, *а*: за некоторое малое время t ток спадает от своего начального значения до нуля. Заштрихованная на рисунке площадь имеет значение «интеграла тока по времени» ($\int I dt$). Эта величина

получила краткое и очень удачное название «импульса тока» [1]. Этот термин построен по аналогии с «импульсом силы» ($\int \mathfrak{K}\,dt$) в механике. Простейший пример вычисления импульса тока показан на рис. 38, *б*: в течение времени t протекает постоянный ток I. Величина импульса тока в этом случае равна произведению тока на время, т. е. равна $I \cdot t$, а единицей ее является ампер-секунда. Подобным же образом путем суммирования (рис. 38, *в*)

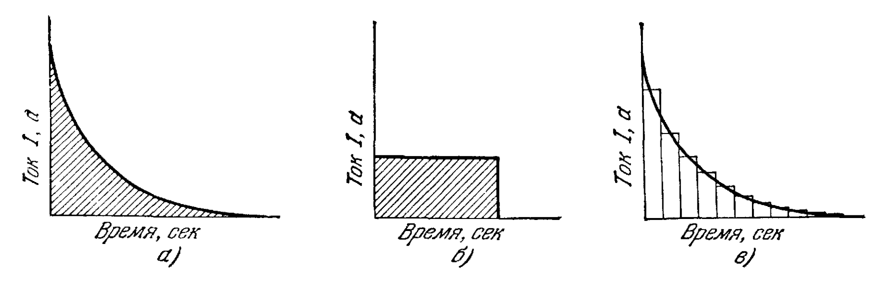


Рис. 38. Три примера «интеграла тока по времени» или «импульса тока», измеряемого в ампер-секундах.

можно выразить импульс тока в ампер-секундах и в случае произвольного временно́го хода тока. Это, однако, слишком сложно, и так поступают только на бумаге.

В действительности импульс тока представляет собой величину, которая очень легко поддается непосредственному измерению. *Для измерения импульса тока достаточно одного отсчета положения стрелки измерителя тока.* Но в этом случае измеритель тока должен удовлетворять только следующим двум требованиям:

1. При *постоянном* токе стационарное отклонение стрелки должно быть *пропорционально* току. Это требование особенно хорошо выполняется в гальванометрах с вращающейся катушкой (§ 3).

2. Период колебаний стрелки должен быть велик по сравнению со временем протекания тока.

При соблюдении этих условий измеритель тока реагирует на импульс тока так называемым *баллистическим отклонением*: стрелка отклоняется, затем идет в обратную сторону и возвращается к исходному положению.

Баллистическое отклонение таких гальванометров пропорционально импульсу тока. Причины этого можно найти в § 42

---

[1] В подлиннике для этих величин приняты термины «Stromstosz» и «Kraftstosz», которые дословно следовало бы перевести как «толчок» или «удар» тока и силы. Мы изменили эту терминологию в соответствии с общепринятой, по крайней мере в механике, русской терминологией.— *Прим. перев.*

«Механики». Мы можем, следовательно, определить *постоянное* (для данного прибора) отношение

$$\frac{\text{импульс тока}}{\text{баллистическое отклонение}} = B_I;$$

его называют *баллистической ценой деления гальванометра*.

Для демонстрации воспользуемся импульсами тока прямоугольной формы (рис. 38, *б*), т. е. будем посылать известный ток через медленно колеблющийся гальванометр в течение различных, но точно измеряемых коротких промежутков времени t. Для этого служит специальный выключатель, вмонтированный в часовой механизм секундомера (рис. 39) Ток замкнут только в течение того времени, пока секундомер идет.

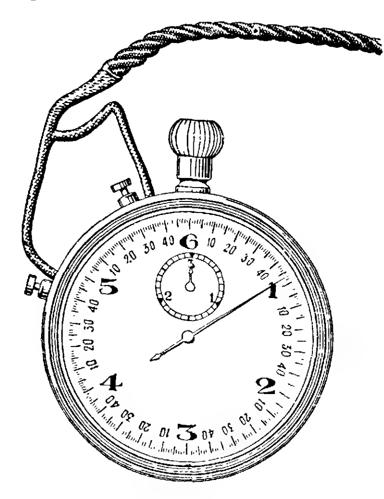


Рис. 39. Секундомер, замыкающий ток только на время, пока его стрелка движется Это время может быть отсчитано по циферблату с точностью до $^1/_{50}$ сек. Он дает возможность легко получать импульсы тока определенной величины. Немногим менее удобный прибор для включения тока на определенное время можно изготовить самостоятельно с помощью граммофонного часового механизма.

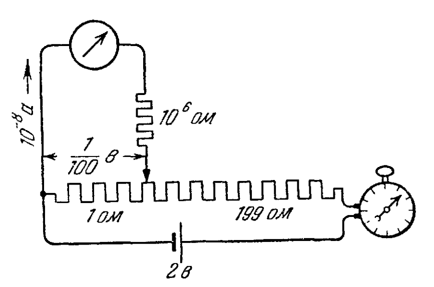


Рис. 40. Калибровка баллистических отклонений гальванометра с большим собственным периодом колебаний в ампер-секундах.

Ток определенной величины I можно получить с помощью схемы, показанной на рис. 40. С помощью делителя напряжения (стр. 31) мы получаем, например, напряжение в $^1/_{100}$ *в*. Это напряжение обусловливает ток через гальванометр и сопротивление в 10^6 *ом*. По закону Ома ток через гальванометр имеет значение 10^{-2}*в*/10^6*ом*$=10^{-8}$ *а*. С помощью этой установки мы наблюдаем отклонения указателя для различных значений произведения $I \cdot t$. Мы повторяем затем эти же измерения с двумя бо́льшими токами. Во всех случаях мы можем изменять время прохождения тока от нескольких десятых секунды до 2 сек.

После этого для всех произведенных измерений мы вычисляем величину B_I, т. е. отношение импульса тока $I \cdot t$ к баллистическому отклонению α, и убеждаемся в том, что это отношение во всех

опытах имеет одно и то же численное значение, например,

$$B_I = 6 \cdot 10^{-9} \ a \cdot сек/\text{деление шкалы}.$$

Этим мы доказали пропорциональность между баллистическим отклонением и импульсом тока для импульсов *прямоугольной* формы (рис. 38, *в*) и вместе с тем мы баллистически *прокалибровали* наш гальванометр. Этот результат можно непосредственно обобщить и на импульсы тока произвольной формы, так как, согласно рис. 38, *в*, каждый такой импульс можно составить из прямоугольных импульсов.



Рис. 41. Электрическая машина трения. Гальванометр тот же, что на рис. 75.

Гальванометр, который мы таким образом баллистически проградуировали, мы можем теперь применить для измерения неизвестных импульсов тока. Для этой цели создадим, как показано на рис. 41, импровизированную *электрическую машину трения*. Вместо обычного сургуча и кошачьего меха мы воспользуемся рукой одного экспериментатора и волосами на голове другого. Однократное поглаживание рукой по голове дает баллистическое отклонение примерно в 16 делений шкалы нашего прибора, т. е. импульс тока при этом равен круглым счетом 10^{-7} *а·сек*.

§ 11. Измерители тока и напряжения с малым временем установки. Осциллографическая («брауновская») трубка. Приборы, которые в свое время являлись большими достижениями физики, сейчас уже стали общедоступными техническими приборами, знакомыми даже подросткам-радиолюбителям. К их числу принадлежит и осциллографическая трубка (или, иначе, трубка Брауна [1])), представляющая собой измеритель токов и напряжений с минимальным временем установки. В качестве «осциллографа» она значительно превосходит приборы, описанные в § 3. Ее «стрелка» представляет собой светящееся пятнышко, перемещающееся по *экрану*. Роль шкалы играет вся площадь экрана. Эта трубка сейчас известна почти всем как телевизионная трубка. Принцип действия осциллографической трубки можно пояснить с помощью тонкой струйки чернил, которую направляют на движущуюся полоску промокательной бумаги и одновременно отклоняют в перпендикулярном к движению бумаги направлении, приближая к ней натертую сургучную палочку. Количественное пояснение ее действия будет дано в § 152.

---

[1]) Термин «трубка Брауна», довольно часто встречающийся в немецкой литературе, почти совершенно не принят в нашей. У нас этот прибор чаще всего называют электроннолучевой или иногда осциллографической трубкой.—*Прим. перев.*

Отклонение по двум координатам дает возможность одновременно измерять две различные величины, например два тока, два напряжения, ток и напряжение или ток и время; при этом время может отсчитываться как по длине определенного отрезка, так и по величине угла [1]).

§ 12. Электрическое измерение энергии. Мы не в состоянии сейчас вычеркнуть из нашей жизни электрические явления со всеми их бесчисленными применениями. Никто сейчас в повседневной жизни не может обойтись без двух специально *электрических* понятий, именно: электрического тока I и электрического напряжения U. Их измеряют как *электрические* величины в *электрических* единицах, т. е. выражают в кратных единичного тока — ампера — и единичного напряжения вольта. С помощью обеих этих *электрических* величин и энергию измеряют *электрически*, именно произведением

$$W = UIt. \qquad \text{(I)}$$

(Единица — вольт-ампер-секунда; экспериментальная установка показана на рис. 42 справа.)

Рис. 42. Установление равенства механически и электрически измеряемой энергии на основе одинакового повышения температуры двух тождественных калориметров. Слева — механический подвод энергии с помощью мешалки: металлический брусок, на который действует сила $\mathfrak{K}$, называемая весом, опускается на длину l. Справа — электрический подвод энергии с помощью нагреваемого током тела (кипятильника), t — время прохождения тока.

Механически энергию измеряют произведением

$$A = \mathfrak{K}l, \qquad \text{(II)}$$

получившим название работы.

(Единица — ньютон-метр; экспериментальная установка — на рис. 42 слева. $\mathfrak{K}$ — сила, действующая в направлении падения груза, l.)

Определенные значения энергии, измеренные механически и электрически, равны друг другу в том случае, если они одинаково повышают температуру двух тождественных калориметров (рис.42, справа). Опыт показывает, что это имеет место тогда, когда

$$\mathfrak{K}l = UIt, \qquad \text{(III)}$$

т. е. произведения, выраженные слева в единицах «ньютон-метр», а справа в единицах «вольт-ампер-секунда», имеют *одинаковые*

[1]) Линейная или круговая развертка.— *Прим. перев.*

численные значения. Стало быть,

$$\boxed{1 \text{ ньютон-метр} = 1 \text{ вольт-ампер-секунде.}} \qquad \text{(IV)}$$

Это равенство механической и электрической единиц энергии является не физической необходимостью, а просто результатом очень целесообразного международного соглашения: единицу напряжения «вольт» установили так, чтобы равенство (IV) выполнялось. Или, иначе говоря: мы отказываемся от того, чтобы измерять все три величины, стоящие в правой части равенства (III), независимо друг от друга как *основные* величины. Вместо этого мы используем ток для измерения напряжения. Мы определяем напряжение U и его единицу вольт как *производные* величины с помощью равенства (III). Мы устанавливаем определения:

$$\text{напряжение} = \frac{\text{работа } \mathfrak{K}\cdot l}{\text{ток } I\cdot\text{время } t} \qquad \text{(V)}$$

и соответственно

$$1 \text{ вольт} = 1\,\frac{\text{ньютон-метр}}{\text{ампер-секунда}}\,. \qquad \text{(Va)}$$

Аналогично в основном законе механики — ускорение $\mathfrak{b} = \frac{\mathfrak{K}}{m}$ — мы не измеряем силу $\mathfrak{K}$ и массу m независимо друг от друга как основные величины Физика использует массу для измерения силы, а последнюю определяет как производную величину с помощью определяющего соотношения $\mathfrak{K} = m\mathfrak{b}$, единица силы 1 ньютон=1 $кг \cdot м/сек^2$.

Электрическая единица энергии часто называется ватт-секундой. Таким образом,

$$1 \text{ вольт-ампер-секунда} = 1 \text{ ватт-секунде.} \qquad \text{(VI)}$$

На практике обычно пользуются более крупной единицей: киловатт-часом или киловольт-ампер-часом. Эта энергия отпускается потребителям по цене в среднем 4 копейки.

В механике понятие мощности $\dot{W}$ определяется соотношением

$$\dot{W} = \text{работа } A/\text{время } t. \qquad \text{(VII)}$$

В качестве механической единицы мощности применяют ньютон-метр-секунду, в качестве электрической — вольт-ампер, или ватт.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

§ 13. Предварительное замечание. Цель первой главы была указана нами в § 1. Эта глава должна была дать короткий обзор важнейших из применяемых ныне приборов для измерения тока и напряжения. Располагая этими вспомогательными средствами, мы начинаем теперь систематическое, историческое по существу изложение учения об электричестве. Мы начнем с электрического поля и электрического заряда.

§ 14. Основные наблюдения. Электрические поля разного вида. На рис. 43 мы видим две параллельные друг другу металлические пластины *K* и *A*, укрепленные на колонках с помощью

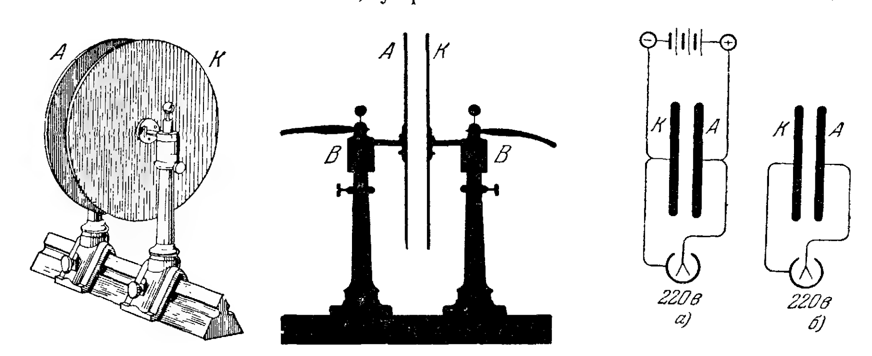


Рис. 43. Пластинчатый конденсатор с янтарными изоляторами *B* в теневой проекции и в перспективе. Диаметр пластин около 22 *см*.

Рис. 44. *KA* — пластинчатый конденсатор. *а*) Конденсатор присоединен к источнику тока; *б*) конденсатор отъединен от него.

янтарных изоляторов *B*. Мы соединяем эти пластины двумя проводами с полюсами батареи элементов с напряжением около 100 *в* и двумя другими проводами с двухнитным вольтметром. Схема этих соединений показана на рис. 44, *а*. Вольтметр показывает, что между обеими пластинами существует напряжение в 100 *в*. Мы можем сначала предположить, что причиной этого напряжения является соединение обеих пластин с полюсами батареи,

однако опыт опровергает такое предположение. Напряжение сохраняется и после того, как мы отъединим провода, соединявшие пластины с батареей (рис. 44, *б*). Это чрезвычайно важно. Два других опыта дают возможность установить сильное *влияние промежуточной среды* на величину напряжения.

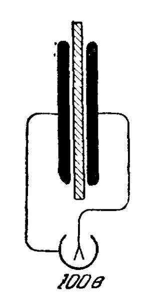


Рис. 45. Пластинка из произвольного материала помещена между пластинами конденсатора.

1. При увеличении расстояния между пластинами напряжение возрастает, а при уменьшении его — уменьшается. Нити, являющиеся «стрелками» нашего вольтметра, следуют за изменениями расстояния между пластинами с большой точностью. При возвращении к исходному положению мы снова обнаруживаем прежнее напряжение между пластинами, в нашем примере 100 *в*.

2. Не касаясь пластин *KA*, мы вдвигаем между ними толстую пластинку из произвольного материала (металла, эбонита и т. п.), как показано на рис. 45. Напряжение уменьшается при этом в несколько раз. Мы снова вынимаем эту пластинку и находим прежнее значение напряжения.

В пространстве между пластинами возникают своеобразные силы, обычно не имеющие места. Пример на рис. 46: два тонких металлических волоска (позолоченные кварцевые нити) отталкиваются друг от друга.

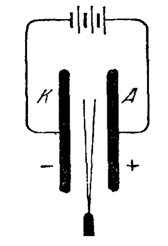


Рис. 46. Две позолоченные кварцевые нити отталкиваются друг от друга. Расстояние между их концами должно быть мало по сравнению с расстоянием между пластинами *A* и *K*.

Сделаем это явление более легко наблюдаемым, увеличив напряжение. Заменим нашу батарею небольшой индукционной машиной, дающей напряжение в несколько тысяч вольт. После этого поместим между пластинами какой-нибудь волокнистый материал, например мелкие обрывки ваты. Волокна пристанут к пластинкам в виде бахромы. Иногда можно наблюдать, как они перелетают от одной пластинки к другой — в середине по прямым линиям, а у краев пластин — по кривым. (Особенно красив этот опыт в теневой проекции!)

Мы начнем с этого своеобразного поведения волокнистой пыли. Попробуем систематически проследить за ним во всем пространстве между пластинами. С этой целью повторим только что описанные опыты «в плоскости». Вместо двух пластин *K* и *A* на рис. 43 мы наклеим на стекло две полоски станиоля и создадим между ними с помощью индукционной машины напряжение примерно в 3000 *в*. После этого насыплем на стеклянную пластинку, слегка постукивая по ней, какую-нибудь волокнистую пыль, например

истертые в порошок кристаллы гипса. Маленькие кристаллики расположатся своеобразно по определенным линиям, и мы получим картину *линий электрического поля* (рис. 47). Внешне они похожи на линии магнитного поля, которые мы можем сделать видимыми при помощи железных опилок.

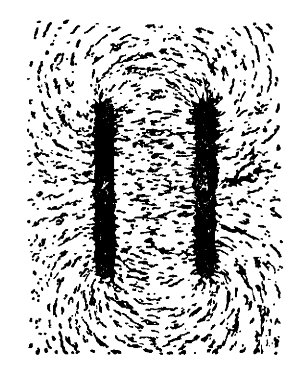


Рис. 47 Линии электрического поля пластинчатого конденсатора (эта фотография, как и все дальнейшие картины линий электрического поля, не ретушировалась).

Можно разнообразно варьировать этот опыт. Мы можем, например, одну из пластинок заменить шаром или проволокой. При этом мы получаем «плоскостные» картины, изображенные на рис. 48а и 48б.

На основе этих наблюдений мы можем ввести *два новых понятия*:

1. Два проводника, между которыми существует электрическое напряжение, мы будем называть *конденсатором*.

2. Пространство между обоими этими телами, в котором существуют линии поля, мы будем называть *электрическим полем*.

Основные представления мира электрических явлений мы так же должны черпать из *опыта*, как и основные представления мира явлений механических. Мы можем, например, познакомиться с понятием «тяжести» только на основе многообразного опыта. Без этого мы не можем строить механику. Точно так же только на основе опыта мы должны освоиться с понятием электрического поля. Никак иначе мы не можем проникнуть в мир электрических явлений. *Электрическое поле создает в определенной области пространства преимущественное направление, которого в нем раньше не было. Это очень наглядно показывают нам линии поля.*

Рис. 48а. Линии электрического поля между пластинкой и шаром или проволокой.

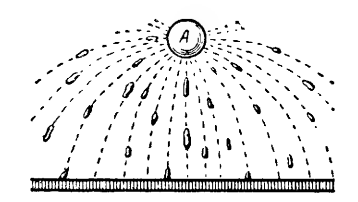


Рис. 48б. Та же картина по рисунку Иоганна Карла Бильке, 1777 г. (траектории полета обрывков сусального золота).

Мы должны вначале поступать очень наивным и непредвзятым образом. Мы спокойно можем в очень грубом приближении отождествлять линию электрического поля с видимой цепочкой волокнистых пылинок (например, кристалликов гипса). Позже мы научимся проводить различие между линиями электрического поля и их грубо наглядной картиной.

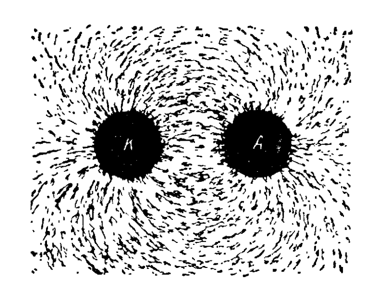


Рис. 49. Линии электрического поля между двумя шарами или двумя параллельными проволоками.

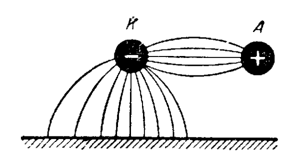


Рис. 50. Схематическое изображение линий поля между двумя проводами сети постоянного тока и стеной комнаты.

Приведем еще четыре примера *конденсаторов различного вида* и покажем соответствующие картины электрических полей:

1. Два близко расположенных шара или две проволоки (рис. 49 и 50).

Поле между контактами наших электрических штепсельных розеток имеет примерно такой же вид, как на рис. 49. В городских сетях обычно один из проводов постоянно соединен с землей. Тогда мы получаем картину линий, изображенную на рис. 50, причем здесь заземлен положительный полюс. На свободно подвешенных проводах мы часто видим начало образования «картин линий поля». На одном из проводов скопляется много пыли, так что провод становится похожим на волосатую гусеницу. Под этим проводом на стене образуется пыльная полоска, отмечающая концы линий поля.

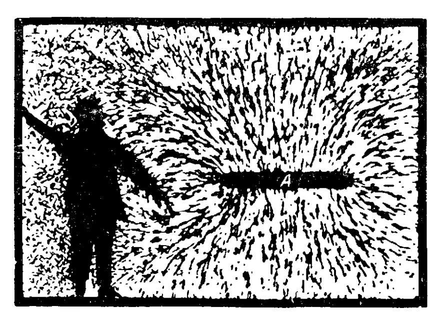


Рис 51. Линии электрического поля между носителем электричества (прежде обычно называвшимся «кондуктором») и окружающими предметами. И К Вильке, который одним из первых начал пользоваться плоским конденсатором, писал в 1757 г.: «Действительно, кондуктор представляет собой одну из пластин *А*, а наблюдатель — другую пластину *К*»

2. На рис. 51 справа находится «носитель электричества», т. е. одна половина конденсатора, например металлический диск *А* или шар. Другую половину конденсатора образуют пол и стены комнаты, мебель и сам экспериментатор. На рис. 52 показана очень изящная форма такого конденсатора — «ложечка с янтарной ручкой». Позже будет

на рис. 86 показано поле шарообразного носителя электричества.

3. Радиотелеграфная антенна и корпус корабля (рис. 53). Мы видим, как идут линии поля от антенны к мачтам и корпусу судна.

4. Наконец, на рис. 54 дана картина линий поля в статическом вольтметре. Этот вольтметр представляет собой не что иное, как конденсатор, но только одно из составляющих его тел имеет вид подвижной стрелки.

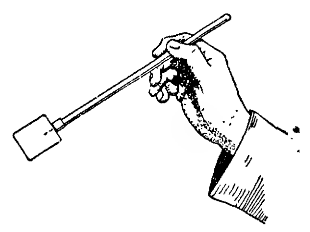


Рис. 52. «Ложечка» с янтарной ручкой, представляющая собой небольшой «кондуктор», или «носитель электричества».

Рассмотрение всех приведенных примеров электрических полей дает нам возможность сделать два вывода:

1. *Линии электрического поля всегда оканчиваются на телах, образующих конденсатор, и подходят к поверхности этих тел по перпендикуляру к ней.*

2. Среди различных электрических полей особенно выделяются своей геометрической простотой два случая. *В достаточно плоском пластинчатом конденсаторе поле однородно.* Линии его имеют вид равноотстоящих параллельных прямых. *Шарообразный носитель электричества,* удаленный на достаточное расстояние от второй части конденсатора, дает *поле радиально-симметричное* (см. ниже рис. 86).

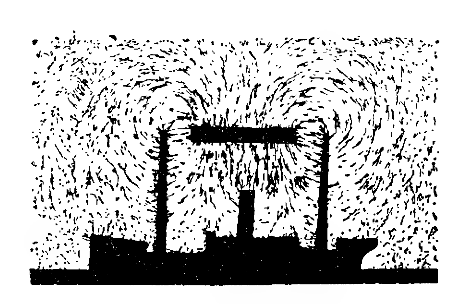


Рис. 53. Линии электрического поля между антенной и корпусом корабля.

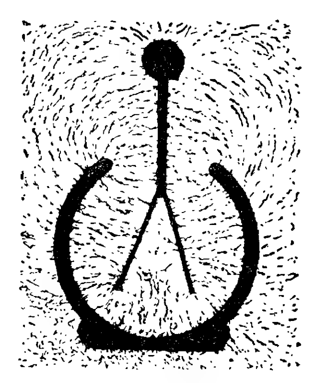


Рис. 54 Линии электрического поля в статическом вольтметре или электрометре, представляющем собой конденсатор.

В дальнейшем мы будем пользоваться преимущественно однородным полем достаточно плоского пластинчатого конденсатора. *Следуя общепринятому условию, мы примем за направление поля направление от плюса к минусу.*

§ 15. Электрическое поле в вакууме (Роберт Бойль, около 1694 г.). Все описанные в предыдущем параграфе опыты протекают в высоком вакууме так же, как в воздухе. Электрическое поле может существовать и в пустом пространстве. В опытах с электрическим полем воздух играет совершенно второстепенную роль. Если не говорить об искрах и т. п., то его влияние можно установить лишь при очень точных измерениях. При обычном атмосферном давлении только некоторые величины имеют в воздухе значения, отличающиеся на 0,6% от их значений в высоком вакууме. Эти факты, достоверно установленные самыми разнообразными опытами, получают совершенно естественное объяснение с точки зрения молекулярной картины воздуха. Рис. 55 дает нам возможность кратко восстановить в памяти важнейшее: на нем изображен «*моментальный снимок*» комнатного воздуха при линейном увеличении примерно в $2\cdot10^6$ раз. Молекулы изображены в виде точек. Сферическая форма их выбрана произвольно и не имеет значения. Диаметр молекул равен примерно $3\cdot10^{-10}$ *м*, а среднее расстояние между ними примерно в 10 раз больше. Таким образом, объем самих молекул воздуха практически ничтожно мал по сравнению с объемом окружающего их пустого пространства.

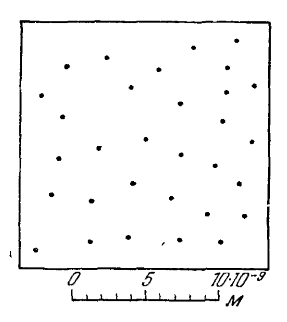


Рис 55 Схематический «моментальный снимок» воздуха при увеличении в $2\cdot10^6$ раз Представлено сечение слоя с толщиной $4\cdot10^{-9}$ *м*=40 Å.

Для дальнейшего рассмотрения механизма проводимости в гл. XV мы дополним этот «мгновенный снимок» снимком с выдержкой порядка 10^{-8} *сек* (рис. 56). Здесь изображены траектории трех молекул, но на этот раз с увеличением только в $6\cdot10^4$ раз. Прямолинейные отрезки представляют собой «свободные пробеги» молекул между двумя соударениями (примерно 10^{-7} *м*). Каждый излом соответствует соударению с одной из не показанных на рисунке молекул. Скорость движения молекул по их траекториям при комнатной температуре в среднем равна 500 *м/сек*. В 1 $м^3$ комнатного воздуха содержится круглым счетом $3\cdot10^{25}$ молекул.

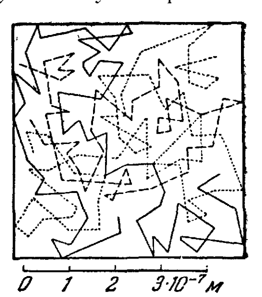


Рис. 56. Длина свободного пробега молекул газов в комнатном воздухе. Увеличение в $6\cdot10^4$ раз.

§ 16. Электрические заряды, или субстанции. Продолжая наше экспериментальное изучение электрического поля, мы придем в дальнейшем к следующему выводу, который здесь отметим лишь предварительно: *на концах линий поля имеется что-то, что можно помещать туда или переносить с места на место. Мы называем*

это электрическим зарядом, или электрической субстанцией. При этом мы должны различать два сорта таких зарядов (Шарль дю-Фай, 1733 г.); по предложению Лихтенберга (Геттинген, 1778 г.) их принято обозначать знаками + (плюс) и — (минус).

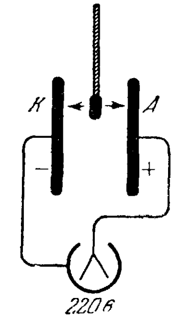


Рис. 57 Носитель электричества переносит заряд с одной пластины конденсатора на другую.

Из множества опытов, приводящих к этому заключению, мы выберем два примера:

1. На рис. 57 показан плоский конденсатор, между пластинами которого было создано напряжение в 220 *в* путем присоединения на мгновение его пластин к полюсам соответствующего источника тока. После этого мы помещаем между пластинами небольшой носитель электричества — ложечку (рис. 52), и начинаем двигать его вперед и назад в направлении, указанном двойной стрелкой. В конце каждого отрезка пути мы будем прикасаться носителем к соответствующей пластинке. При каждом таком переносе напряжение между пластинами уменьшается. Носитель перетаскивает отрицательный заряд слева направо, а положительный — справа налево.

2. На рис. 58 и 59 наверху знаками + и — отмечены клеммы источника тока, например батареи, а внизу изображен пластинчатый конденсатор с вольтметром; на этот раз, однако, в начале опыта напряжения между пластинами не было. После этого мы начинаем перемещать носители электричества *b* по отмеченным на рисунке путям в направлении стрелок. При этом между пластинами возникает напряжение, возрастающее при каждом последовательном переносе. Теперь скрестим пути, по которым мы перемещали «носители», т. е. будем переносить носитель от клеммы — к пластине *A*, а от клеммы + к пластине *K*; при этом напряжение падает, на пластины переносится заряд «обратного» знака.

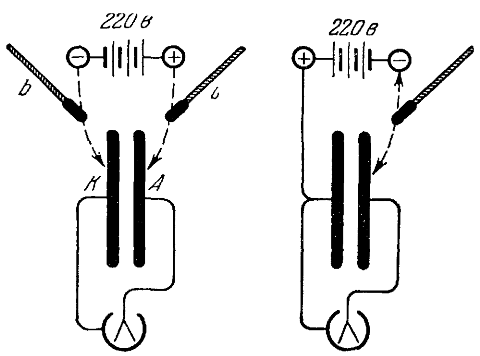


Рис. 58 Перенос электрических зарядов от полюсов источника тока на пластины конденсатора.

Рис. 59. Упрощенный вариант предыдущего опыта. Положительные заряды перетекают на левую пластину конденсатора по проводам. Отрицательные переносятся на правую пластину с помощью «носителя электричества».

Позже мы увидим: как и все субстанции, электрические субстанции также разделяются на отдельные атомы. Существование отрицательных и положительных атомов электричества имеет фундаментальное значение для всей современной физической картины мира. Атом отрицательного электричества обычно коротко называется *электроном*. Это мы отметим для ясности уже здесь. В дальнейшем мы можем употреблять термины «электрический заряд» и «атомы электричества» без недопустимых недоговоренностей.

§ 17. Разрушение поля веществом. Создадим обычным способом электрическое поле и после этого перекроем пластины конденсатора каким-нибудь телом (рис. 60). Этот опыт мы будем повторять с разными веществами, например, в такой последовательности: металл, дерево, картон, носовой платок, стекло, эбонит, янтарь. Во всех случаях результат оказывается качественно одним и тем же: электрическое поле разрушается, напряжение между его концами исчезает. Количественно, однако, обнаруживаются чрезвычайно резкие различия: металлы разрушают поле очень быстро, нити вольтметра спадают за неизмеримо короткое время. В случае дерева этот процесс длится уже несколько секунд, в случае картона или ткани — еще дольше, в случае эбонита для исчезновения поля требуется уже много минут, а в случае янтаря распад поля происходит только на протяжении нескольких часов или суток.

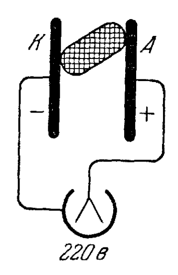


Рис. 60. Тело перекрывает обе пластины конденсатора.

Подобным образом можно расположить все тела в один ряд, в порядке убывающей *электропроводности*. Начальные члены этого ряда называются хорошими проводниками, конечные — изоляторами.

Не существует ни абсолютных проводников, ни абсолютных изоляторов. Ни один проводник не является совершенным — для разрушения поля он всегда требует, хотя и очень короткого, но все же конечного времени. *Каждый изолятор в какой-то мере является проводником, т. е. разрушает поле, хотя бы для этого и требовалось очень длительное время.* Электрическое поле могло бы существовать вечно только между двумя холодными телами, свободно взвешенными в вакууме.

Установление различия между проводниками и изоляторами принадлежит Стефану Грэю (1729 г.), а наличие постепенного перехода между ними обнаружил Франц Ульрих Теодор Эпинус (1759 г.).

§ 18. Подвижность атомов электричества в проводниках и их неподвижность в изоляторах. Вернемся к описанным выше опытам и зададим себе вопрос: как могут помещаемые в поле тела

разрушать его? Первый, достаточный для многих целей ответ может быть получен из сравнения рис. 60 и 57 [1]).

На рис. 57 электрические заряды переносились носителем с одной пластины на другую, отрицательные — слева направо, а положительные справа налево. При этом атомы электричества попарно соединялись и плотно примыкали друг к другу, так что линии их поля уже не проявлялись во внешнем пространстве, поле между пластинами конденсатора исчезало.

На рис. 60 поле исчезает, когда с помощью какого-нибудь тела мы создаем *мостик* между пластинами конденсатора. Отсюда естественно вытекает заключение: атомы электричества могут тем или иным способом перемещаться через тело и таким образом сближаться и попарно соединяться [2]). Итак, мы приходим к выводу: *в проводниках электрические заряды подвижны.*

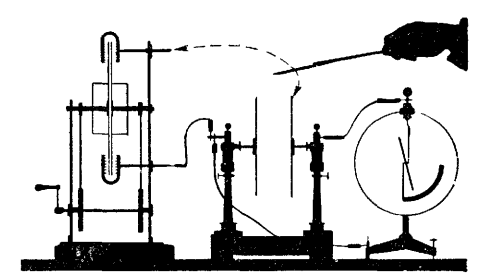


Рис. 61 Перенос зарядов с помощью носителей из различных материалов Слева — индукционная («электростатическая») машина.

Разумно предположить, что в изоляторах в отличие от проводников электрические заряды должны быть неподвижны или закреплены на своих местах. Эту точку зрения можно экспериментально обосновать разнообразными опытами, однако позже она потребует некоторого уточнения (конец § 232 и § 235). Здесь мы укажем только два таких опыта:

1. Повторим изображенный на рис. 59 опыт переноса зарядов на пластины конденсатора, но применим на этот раз, кроме металлического кружка (носителя заряда), также диск из сургуча или другого хорошего изолятора. Кроме того, применим для разнообразия несколько более грубые вспомогательные средства: в качестве источника тока — индукционную машину (рис. 61), а в качестве вольтметра — стрелочный прибор, известный нам по рис. 25. Указанные два носителя заряда ведут себя совершенно различным образом. Как при наборе заряда, так и при его отдаче нам достаточно прикоснуться металлической ложечкой к соот-

---

[1]) Подробности в гл. XXV.

[2]) Как показывает опыт, здесь имеется для начинающих серьезная трудность. Атомы электричества представляют собой субстанцию, т. е. должны быть неразрушимы. Вследствие этого в месте соединения положительных и отрицательных зарядов проводник должен был бы набухать и увеличиваться по массе. Это рассуждение совершенно справедливо и никоим образом не противоречит экспериментальным фактам. Вся мнимая трудность будет очень просто разрешена позже, при количественном исследовании механизма проводимости (гл. XXIV).

ветствующему электроду *в одной точке*. Совершенно иначе обстоит дело в случае носителя из изолирующего материала. При точечном соприкосновении мы получаем лишь очень малые отклонения измерительного прибора. Чтобы переносить большие количества электричества, мы должны как при наборе заряда, так и при его передаче *провести всей поверхностью носителя* по соответствующему электроду. При наборе заряда мы должны как бы «намазывать» последовательно атомы электричества на отдельные участки носителя, а при отдаче заряда — снова «соскребать» их с носителя.

2. Можно нанести на поверхность изолятора отдельные «*пятна*» электрических зарядов. Мы можем сделать эти пятна видимыми, посыпая их порошком, так же как и в случае жирных пятен на материи. Поместим, например, изолирующую стеклянную пластинку между листком жести и проволочным острием. Соединим жесть с одним полюсом источника тока высокого напряжения, например индукционной машины, и заставим проскочить небольшую искру между другим полюсом и проволочным острием. Сначала глаз не видит ничего. Атомы электричества на стеклянной пластинке невидимы. Однако от них исходят в окружающее пространство линии поля. Насыплем на пластинку немного тонкого порошка, например, серного цвета. Конечно, точки линий поля будут теперь отмечены приставшей в этих местах к стеклу пылью, точно так же, как они отмечаются пылью под проводами на белой стене комнаты (ср. стр. 42). На рис. 62 показаны эти так называемые «фигуры Лихтенберга» (Геттинген, 1777 г.)

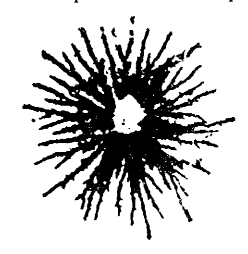


Рис. 62. Электрическое пятно. Такого рода «фигуры Лихтенберга» можно очень красиво получать на фотографических пластинках или пленках, которые нет нужды посыпать порошком, а достаточно просто проявить обычным способом.

§ 19. Индукция и ее объяснение[1] (Иоганн Карл Вильке, 1757 г.). До сих пор, производя опыты, в которых электрическое поле разрушалось, мы соединяли пластины конденсатора каким-нибудь проводником. Продолжая эти опыты, будем вносить в поле *огра-*

---

[1]) Термин «индукция» применяется в учении об электричестве к двум различным явлениям: разделению зарядов в электрическом поле, описываемому в настоящем параграфе, и возникновению электрического тока при изменениях магнитного поля (§ 51). В немецкой терминологии первая группа явлений характеризуется термином «Influenz», а вторая — термином «Induktion». Двух соответствующих русских терминов нет; чаще всего в первом случае говорят об *электростатической*, а во втором об *электромагнитной* индукции. Там, где это не может привести к недоразумениям, мы будем для краткости в обоих случаях употреблять просто термин «индукция». — *Прим. перев.*

ниченный кусок проводника. При этом мы обнаружим чрезвычайно важное явление *электростатической индукции*, которое послужит нам в дальнейшем основным средством для обнаружения электрических полей (индукционная катушка, антенны радиоприемников и т. д.). Сейчас оно приведет нас к следующему важному выводу, который мы формулируем заранее: *проводник всегда содержит как положительные, так и отрицательные атомы электричества, но в обычном «незаряженном» состоянии количества*

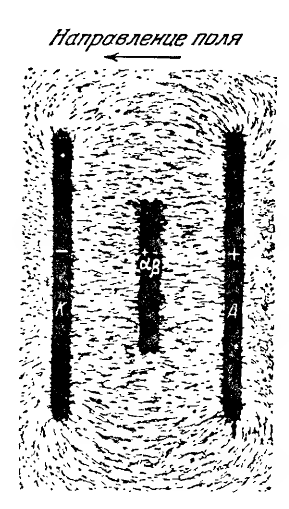


Рис. 63 К возникновению электростатической индукции Два плоских носителя электричества α и β еще соприкасаются друг с другом, находясь в поле.

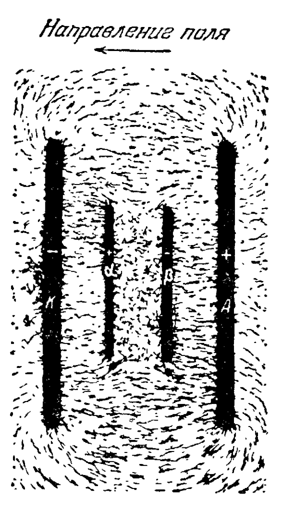


Рис. 64. Оба носителя α и β в поле отодвинуты один от другого.

этих зарядов противоположных знаков одинаковы. «Заряд» тела означает только избыток атомов электричества какого-нибудь одного знака.

Чтобы *продемонстрировать явление индукции*, воспользуемся полем достаточно плоского пластинчатого конденсатора *АК* (рис. 63) и проследим за отдельными этапами опыта с помощью картин линий поля в плоскостной модели. В качестве проводящего тела возьмем металлическую пластинку, составленную из двух наложенных друг на друга дисков α и β (с изолирующими ручками). Пусть плоскость их соприкосновения будет перпендикулярна к линиям поля. Мы можем наблюдать следующее:

1. Разделив в поле оба диска, мы увидим, что в пространстве между ними *поля нет*,— пылинки расположены совершенно беспорядочно (рис. 64).— Истолкование: электрическое поле в

проводнике должно было разрушиться, между правым и левым дисками не могло поддерживаться напряжение. Но распад поля означает перемещение атомов электричества в проводнике. Откуда же они взялись? — Неопровержимый вывод: они должны были заранее существовать в проводящей пластинке, но должны были быть попарно очень тесно соединены (плюс с минусом); поэтому они и оставались незамеченными.

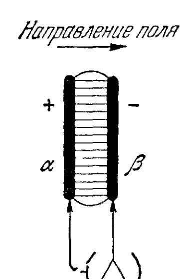
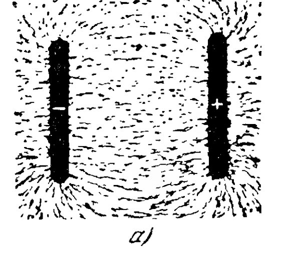


Рис. 65 К электростатической индукции. Вынутые из поля носители электричества оказываются заряженными.

2. Вынем оба разделенных диска из поля и соединим их, как показано на рис. 65, с двухнитным вольтметром. Вольтметр обнаруживает существование напряжения и поля между пластинами, причем оба диска имеют заряды противоположных знаков. — Истолкование: в результате разрушения поля в проводниках линии его (рис. 63 и 64) должны были оборваться на поверхности дисков. Правая пластина на наших рисунках стала при этом заряженной отрицательно, а левая — положительно.

3. Как привести в согласие друг с другом картины линий поля на рис. 65 и 64? — Ответ: направление поля на рис. 65 противоположно направлению первоначального поля в конденсаторе. На рис. 64 эти поля взаимно уничтожают друг друга, т. е. они одинаковы по величине.

В опытах с индукцией мы только для ясности применяли однородное электрическое поле. В общем случае нам приходится иметь дело с неоднородными полями и вводимыми в них телами произвольной формы. При этом линии поля не только прерываются, но и искажаются, как это показано, например, на рис. 66. В местах прерывания линий поля всегда возникают «индуцированные» электрические заряды — положительные и отрицательные. Каждый из этих зарядов всегда можно обнаружить. Для этого достаточно разделить проводник в поле на две части в подходящем месте. На рис. 66, *б* это отмечено пунктирной прямой.



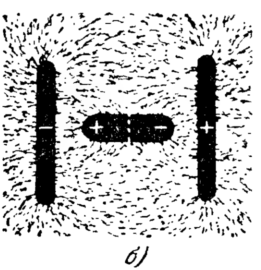


Рис 66. Пример индукции с искажением хода силовых линий.

§ 20. Расположение покоящихся зарядов на поверхности проводников. Продолжая наши эксперименты мы внесем проводящее тело в электрическое поле в третий раз. В первый раз это тело пере-

крывало все пространство между обеими пластинами конденсатора. Поле разрушалось, и мы сделали из этого вывод о подвижности атомов электричества в проводниках. Во второй раз тело помещалось в поле свободно, без соприкосновения с пластинами, и мы обнаружили разделение в нем зарядов вследствие индукции. Теперь, в третий раз, мы поместим проводник в поле так, чтобы он касался только одного из ограничивающих поле тел, и зададим себе вопрос: как распределяются в проводнике подвижные атомы электричества? Ответ гласит: они устремляются к поверхности проводника и там остаются в покое.

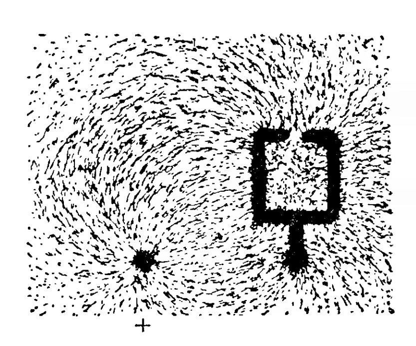


Рис. 67. Картина линий поля между шариком и «ящиком Фарадея» с небольшим отверстием.

К этому заключению мы можем прийти прежде всего на основании плоскостного модельного опыта с линиями поля, обнаруживаемыми с помощью волокнистого материала. На рис. 67 два кружка обозначают клеммы источника тока. Поле между ними вначале имело такой вид, как на рис. 49. Присоединим теперь к отрицательному полюсу проводник в виде полого металлического ящика с отверстием наверху. Мы видим, что все линии поля оканчиваются на поверхности этого ящика. Внутри ящика нет линий поля и, следовательно, нет их концов или зарядов.

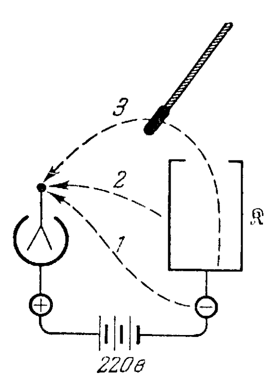


Рис. 68 На дне ящика или цилиндра, закрытого почти полностью, нет атомов электричества (Вениамин Франклин, 1755 г.)

Само собой разумеется, что этот модельный опыт должен быть подтвержден другими опытами. Мы укажем три таких опыта.

1. Рис. 68 соответствует нашему модельному опыту с тем лишь различием, что к положительному полюсу источника мы присоединим корпус нашего двухнитного вольтметра. Последний представляет собой конденсатор (рис. 54) и, стало быть, мы можем переносить на него заряды. Положительные заряды притекают к нему по проволоке, а отрицательные мы будем переносить с помощью небольшого «носителя электричества» (ложечки, рис. 52). Перемещая сначала этот носитель по пути *1*, мы будем наблюдать отклонение вольтметра. То же будет иметь место при перемещении носителя по пути *2*.

Напротив, если мы будем перемещать носитель по пути *3*, то он не будет переносить никакого заряда. Этот опыт производит большое впечатление.

Ящик связан с мощным источником тока, например с машинами питающими городскую сеть, и тем не менее на его внутренней стороне мы не можем почерпнуть ни малейшего заряда. *На внутренней стороне проводящего ящика зарядов нет.*

2. Во втором опыте поместим ящик $\mathfrak{K}$ на наш вольтметр (рис. 69), корпус которого постоянно соединен с положительным полюсом источника; соединив на мгновение ящик с отрицательным полюсом, мы создадим в вольтметре поле с напряжением, скажем, в 220 *в*.

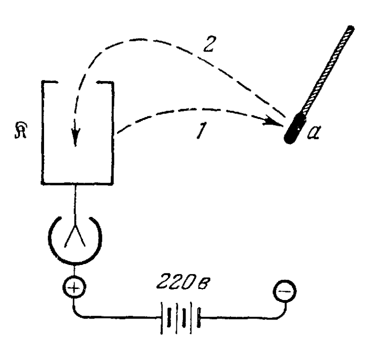


Рис. 69. Заимствование и возвращение атомов электричества с помощью носителя электричества *a*.

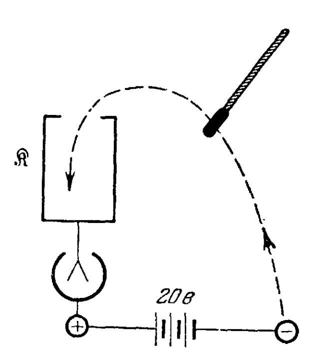


Рис. 70. Получение высокого напряжения между ящиком $\mathfrak{K}$ и корпусом вольтметра (Экспериментатор должен понимать смысл равенств (4) и (12).)

Коснемся нашей ложечкой внешней стороны ящика и отнесем ее примерно на 1 *м* в точку *a*. Вольтметр покажет несколько меньшее напряжение, так как часть накопленных в ящике и в нитях атомов электричества мы перенесли вместе с ложечкой в *a*. После этого перенесем ложечку по пути *2* на внутреннюю стенку ящика и восполним весь первоначальный запас отрицательных атомов электричества. Вольтметр снова покажет 220 *в*. Мы видим, что наша ложечка, ставши как бы частью внутренней поверхности ящика, не могла уже удержать на себе никакого заряда, мы вынимаем ее из ящика полностью разряженной.

3. На рис. 70 изображен третий опыт с той же установкой, но на этот раз источник тока имеет меньшее напряжение, например 20 *в*. Перемещая несколько раз ложечку между отрицательным полюсом и внутренней стенкой ящика, мы можем поднять напряжение на вольтметре до любой величины, например до 400 *в* — верхнего предела измерений нашего вольтметра. Причина: *внутри ящика ложечка каждый раз полностью отдает все*

имевшиеся на ней атомы электричества. Этот искусственный прием технически используется при изготовлении индукционных «электростатических» машин (§ 39 и 41).

§ 21. Ток при распаде поля. Описанные выше наблюдения позволяют нам свести процесс распада поля к движению электрических зарядов в проводниках. Попробуем ближе познакомиться экспериментально с этим движением. Это приведет нас к выводу: *во время распада поля по проводнику проходит электрический ток.* Этот ток можно обнаружить с помощью технических измерителей тока, например с помощью зеркального гальванометра с малым временем установки. Мы воспользуемся для этого изображенным на рис. 71 конденсатором, состоящим из примерно 100 пар пластин (общая площадь около 8 $м^2$ при расстоянии между пластинами в 2 *мм*, ср. рис. 91). Мы зарядим этот конденсатор обычным способом до напряжения в 220 *в* и затем разрушим поле с помощью проводящей проволоки, в которую мы включим гальванометр и, кроме того, кусок дерева. Последний является плохим проводником и служит для того, чтобы замедлить процесс распада поля и растянуть его примерно

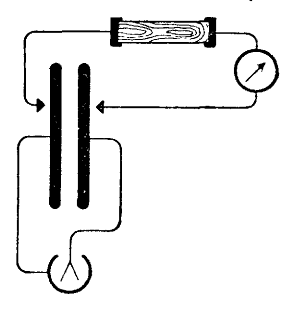


Рис. 71. Медленный распад поля, осуществляемый с помощью плохо проводящего дерева. Чувствительность (цена деления) гальванометра $B_I = 2 \cdot 10^{-7}$ *а* на деление шкалы.

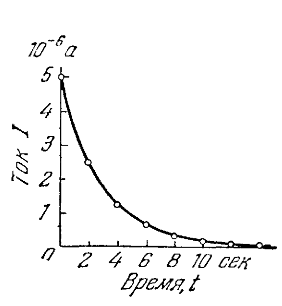


Рис. 72. Изменение тока за время распада поля. Гальванометр, как на рис. 37.

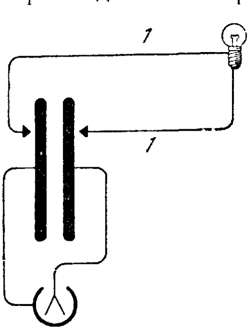


Рис. 73. При распаде поля, осуществляемом с помощью проводящей проволоки 1, лампочка ярко вспыхивает.

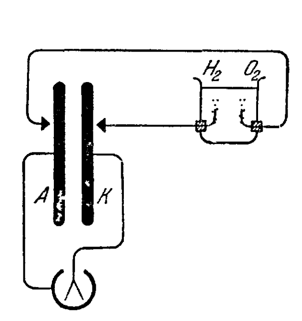


Рис. 74. При распаде поля, как в предыдущем опыте, во включенном в цепь жидком проводнике обнаруживается электролитическое действие.

на 10 *сек*. Отклонение гальванометра показывает нам, что во все время распада поля в проводах проходит электрический ток. С помощью секундомера можно показать, что изменение этого тока во времени происходит так, как это показано на рис. 72.

Само собой разумеется, что наличие кратковременного тока при распаде поля можно было бы также установить по его тепловому или электролитическому действию. Это показано на рис. 73 и 74.

§ 22. Измерение электрических зарядов по импульсу тока. Связь между зарядом и током. При исследовании электрического поля мы с большим успехом использовали процесс его распада. Это привело нас к важным выводам: прежде всего к обнаружению явления индукции, затем к установлению расположения покоящихся зарядов на поверхности проводников и, наконец, к возникновению электрического тока в проводнике, разрушающем поле. Этот ток дает нам теперь возможность решить важную задачу, именно, осуществить измерение электрических зарядов в электрических единицах.

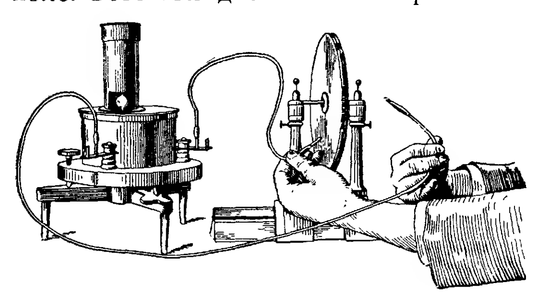


Рис. 75. Осуществление опыта, схематически показанного на рис. 71. Через окошко внизу башенки гальванометра видно зеркало, отбрасывающее световой указатель («зайчик») на шкалу. Период колебаний этого гальванометра T равен примерно 34 *сек*. Расстояние между пластинами конденсатора около 4 *мм*.

Вернемся снова к рис. 72, т. е. к произвольному примеру временно́го изменения тока при распаде поля. Площадь под кривой на этом рисунке представляет собой «интеграл тока по времени» или «импульс тока» ($\int I dt$), ср. рис. 38,*а*. Импульс тока измеряется в ампер-секундах, т. е. произведением тока на время. Практически импульсы тока очень удобно измерять по *баллистическому отбросу* гальванометра с достаточно медленными колебаниями подвижной системы. Это означает, что собственный период колебаний гальванометра должен быть велик по сравнению с длительностью прохождения тока. Об этом важном с точки зрения измерительной техники обстоятельстве мы уже говорили подробно в § 10. Мы можем теперь применить прокалиброванный ранее в ампер-секундах гальванометр с собственным периодом колебаний около 30 *сек* для измерения импульса тока, возникающего при распаде поля в уже часто употреблявшемся нами пластинчатом конденсаторе (рис. 75). Эти опыты мы будем последовательно повторять в различных вариантах при постоянном расстоянии между пластинами в 4 *мм* и постоянном напряжении в 220 *в* (двухнитный вольтметр!).— Далее следуют опыты:

1. Включим в провод, разрушающий поле, только гальванометр с его хорошо проводящей катушкой. Поле распадается за неизмеримо короткое время.

2. Включим, кроме того, в провод кусок плохо проводящего материала, например дерева (ср. рис. 71). Для распада поля требуется при этом время в несколько секунд.

3. Предварительно раздвинем пластины конденсатора и значительно повысим этим напряжение между ними. После этого осуществим распад поля — мгновенный или замедленный (при помощи куска дерева).

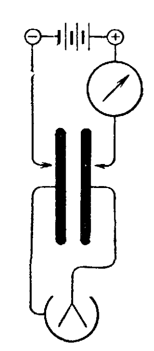


Рис 76 Импульс тока при создании электрического поля.

В дополнение к этим опытам мы произведем еще два опыта, связанных с процессом создания поля в конденсаторе. Мы установим пластины на прежнем расстоянии (4 *мм*) друг от друга, но на этот раз включим гальванометр в один из проводов, которыми мы пользуемся для создания поля в конденсаторе (рис. 76). Сначала мы будем создавать поле мгновенно, а затем включим в цепь кусок плохого проводника и будем создавать поле в течение нескольких секунд.

Во всех пяти случаях мы наблюдаем одинаковые импульсы тока (в нашем примере круглым счетом 10^{-8} *а·сек*). В этих опытах мы изменяли структуру поля, величину его напряжения, создавали или разрушали его и меняли длительность этих процессов.

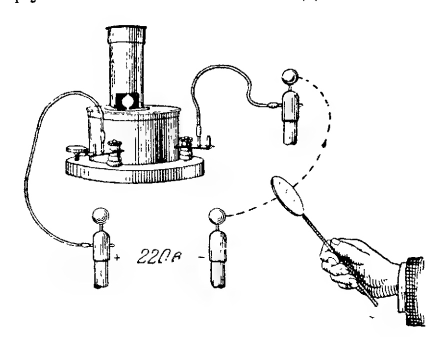


Рис. 77. Измерение заряда «носителя электричества». Гальванометр, как на рис. 75.

Что же при всем том оставалось неизменным? Только заряды, которые мы подводили к пластинам,— отрицательные на одной пластине и положительные на другой. Из этого мы делаем вывод: импульс тока ($\int I dt$) при распаде или создании поля является мерой величины электрических зарядов q, связанных с этим полем. *Мы можем измерять электрические заряды q при помощи импульсов тока.*

Связь между зарядом Q и током I имеет вид

$$Q = \int I dt \qquad \text{(VIII)}$$

или же, если ток не меняется, то

$$Q = I \cdot t. \qquad \text{(IX)}$$

В качестве первого примера измерим, как показано на рис. 77, *заряд небольшого носителя электричества* (ложечки с янтарной ручкой). Зарядим его отрицательно, прикоснувшись им на корот-

кое время к отрицательному полюсу источника с напряжением в 220 *в*. Еще до этого мы соединяем левую клемму прокалиброванного в ампер-секундах гальванометра с положительным полюсом источника. Перенося по произвольному пути наш носитель к правой клемме гальванометра, мы отметим в момент их соприкосновения импульс тока около $6 \cdot 10^{-10}$ *а·сек*. Следовательно, на нашем носителе имелся заряд этой величины.

На основе этих опытов мы позже (в гл. XV) сумеем количественно изучить механизм проводимости.

§ 23. Количественное изучение электростатической индукции. Нашей ближайшей задачей после измерения электрического заряда является количественная характеристика электрического поля. *Главным характерным признаком поля является наличие преимущественного направления, которое наглядно проявляется в линиях поля.* Поэтому, так же как в механике скорость, сила, импульс и другие величины, поле должно характеризоваться некоторым *вектором*. Направление этого вектора совпадает в каждой точке с направлением линий поля, причем мы условимся считать вектор направленным от + к —. Чтобы определить этот вектор как *физическую величину*, необходимо иметь равенство, связанное с экспериментальными данными. Такое равенство мы получим прежде всего для частного случая однородного поля с помощью экспериментальной установки, знакомой нам по рис. 75. Эта установка состоит из плоского пластинчатого конденсатора и гальванометра, баллистические отклонения которого измеряют импульс тока $\int I dt$ в ампер-секундах. Схематически эта установка изображена на рис. 78.

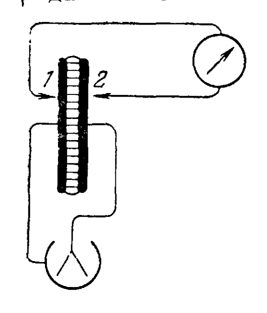


Рис. 78. К экспериментальному установлению соотношения (2).

Мы будем пользоваться конденсаторами с различной площадью пластин F, а также варьировать расстояние между пластинами l и напряжение U, с помощью которого создается в конденсаторе однородное электрическое поле. — Во всех этих случаях мы будем измерять импульс тока, возникающего при разрушении поля (замыкании контактов *1* и *2*). Эти значения импульса тока дают нам выраженные в ампер-секундах значения одинакового по величине положительного или отрицательного заряда q на обеих пластинах конденсатора. Результаты всех измерений такого рода можно охватить одним простым соотношением

$$\frac{q}{F} = \varepsilon_0 \frac{U}{l}, \qquad \text{(X)}$$

в котором ε_0 есть постоянный множитель пропорциональности.

Это соотношение справедливо не только для зарядов, расположенных на пластинах конденсатора, но и для зарядов, индуцируемых в электрическом поле между пластинами конденсатора. Это можно показать с помощью установки, схематически изображенной на рис. 79. Эта установка дает возможность производить индукционные опыты в однородном поле, и притом с помощью очень тонких, мало искажающих поле металлических дисков α и β. В левой части рисунка диски α и β находятся еще в про-

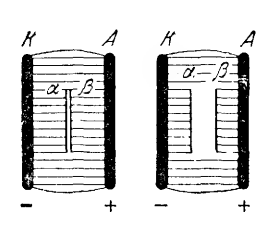


Рис. 79 К измерению поверхностной плотности индуцированного заряда (плотности смещения $\mathfrak{D}$).

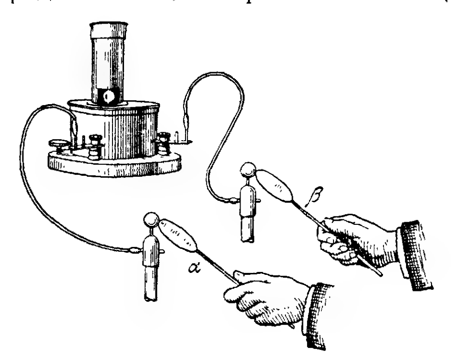


Рис. 80 Индуцированный на дисках α и β заряд измеряется в ампер-секундах по баллистическому отбросу гальванометра Калибровка гальванометра производится так же, как на рис 40

водящем контакте, в правой части они уже разделены. На рис. 80 они вынуты из поля, и индуцированный на них заряд измеряется в ампер-секундах. Отношение $q'F$ дает нам значение поверхностной плотности индуцированного заряда.

Для множителя ε_0 в пустом пространстве и практически в воздухе получается значение

$$\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12} \frac{a \cdot сек}{в \cdot м}.$$

Величину ε_0 можно назвать *постоянной электростатической индукцией или постоянной электрического поля.*

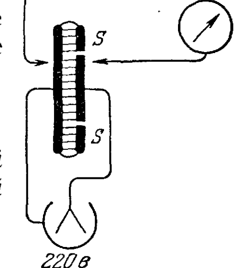


Рис 81 Тот же опыт, что на рис. 78, но конденсатор снабжен защитным кольцом

Для точного измерения постоянной электростатической индукции вместо простого конденсатора, схематически изображенного на рис. 78, применяют конденсатор *с защитным кольцом* (рис. 81). Поверхностную плотность заряда измеряют только для внутренней части конденсатора, избавляясь этим от помех, создаваемых неоднородным рассеянным полем между краями пластин конденсатора.

§ 24. Напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ и плотность смещения $\mathfrak{D}$. В равенство (X) входят, кроме множителя пропорциональности ε_0, две физические величины: поверхностная плотность индуцированного заряда q/F и отношение U/l, представ-

ляющее собой величину напряжения, приходящегося на единицу длины линии поля. Каждая из этих величин получила собственное наименование, именно:

$$\frac{q}{F} = \mathfrak{D} = \text{плотность смещения}^{1)}, \tag{2}$$

$$\frac{U}{l} = \mathfrak{E} = \text{напряженность электрического поля.} \tag{3}$$

Для величины $\mathfrak{D}$ мы будем пользоваться единицей $a \cdot сек/м^2$, а для величины $\mathfrak{E}$ — единицей $в/м$.

Вместо этого определения напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$, связанного с однородным полем, часто пользуются другим определением, не зависящим от свойств поля. Мы приведем его позже, в § 30а. Можно, однако, пользоваться и определением напряженности поля, данным в равенстве (3), для характеристики произвольных неоднородных полей. Отдельные практически еще однородные области таких полей заменяют таким же и в ту же сторону направленными полями плоских пластинчатых конденсаторов и для этих заменяющих или сравнительных конденсаторов определяют в каждой области поля отношение напряжения к расстоянию между пластинами, т. е. напряженности электрического поля $\mathfrak{E} = U/l$.

Из *векторного* характера напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ вытекает далее важное обобщение: на рис. 82 мы соединили обе обкладки конденсатора ломаной линией. Положим, что на протяжении отдельных элементов этого пути $\Delta\mathfrak{s}$ поле еще можно считать однородным, и пусть компоненты напряженности элек-

---

[1]) В русской литературе величину $\mathfrak{D}$ обычно называют *электрической индукцией*. Вводимый автором термин *плотность смещения*, на мой взгляд, имеет большие преимущества и заслуживает широкого внедрения в терминологию, так как он очень ясно характеризует физический смысл вводимой величины. В практической системе единиц множитель пропорциональности ε_0 имеет не только определенное численное значение, но и определенную размерность (см. формулу (5)), так что начинающему становится совершенно ясно физическое различие величин $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{E}$ и опытный характер связи между ними. В часто применяемой в учебниках абсолютной системе единиц множитель ε_0 равен 1 и представляет собой величину безразмерную. Таким образом, $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{E}$ совпадают друг с другом и по численной величине и по размерности: $\mathfrak{D} = \mathfrak{E}$. Это чрезвычайно затрудняет учащимся понимание физического смысла этих величин и имеющего глубокое принципиальное значение введения двух различных величин для количественной характеристики поля.

Наименование «плотность смещения» связано с тем, что при электростатической индукции заряды смещаются.— *Прим. перев*

трического поля в направлении этих элементов пути будут $\mathfrak{E}_1$, $\mathfrak{E}_2, \ldots, \mathfrak{E}_m$. Тогда сумма $\mathfrak{E}_1 \cdot \Delta\mathfrak{s}_2 + \mathfrak{E}_1 \cdot \Delta\mathfrak{s}_2 + \ldots \mathfrak{E}_m \cdot \Delta\mathfrak{s}_m = U_1 + U_2 + \ldots$ $\ldots + U_m = U$ или в пределе:

$$\boxed{\int \mathfrak{E}_s \cdot d\mathfrak{s} = U.} \qquad (4)$$

Словами: *линейная сумма (интеграл) напряженности электрического поля вдоль произвольного пути равна напряжению между началом и концом этого пути*. Этим соотношением мы будем часто пользоваться в дальнейшем.

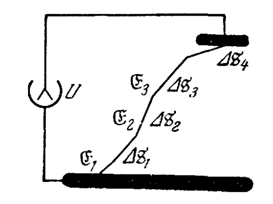


Рис. 82. К определению «линейной суммы» напряженности поля $\mathfrak{E}$.

Линейный интеграл меняет свой знак, когда путь проходится в обратном направлении. Положительный знак означает, что путь проходится преимущественно по направлению поля (т. е. от + к —). Ср. § 35.

В измерительной технике измерения напряженности электрического поля играют второстепенную роль. *В подавляющем большинстве случаев напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ не измеряют, а вычисляют*. Примеры приведены в § 27. Для наиболее важного электрического поля, однородного поля плоского пластинчатого конденсатора при этом пользуются соотношением (3), в котором l есть длина линий поля в конденсаторе или расстояние между его пластинами, а U — напряжение между концами линий поля или между пластинами конденсатора.

§ 25. Закон Кулона. Пользуясь величинами, определенными с помощью формул (2) и (3), можно представить эмпирически полученное соотношение (X) в виде

$$\boxed{\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \mathfrak{E},} \qquad (5)$$

$$\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12} \ \frac{a \cdot сек}{в \cdot м}.$$

Это и есть *закон Кулона*. В нем заключен важный опытный факт: *плотность смещения $\mathfrak{D}$ и напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ пропорциональны друг другу*. Следовательно, каждую из этих величин можно использовать для измерения электрического поля. Обе величины $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{E}$ измеряются как величины производные. Для данного поля они отличаются друг от друга только тем, что определяются при помощи различных измерительных процессов. Физики-теоретики предпочитают напряженность электри-

ческого поля $\mathfrak{E}$, так как она определяет величину *силы*, действующей на *покоящийся* заряд (гл. III, § 30а). Плотность смещения имеет преимущество более легкой измеримости. При этом ею охотно пользуются как вспомогательной величиной для определения напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$. Примеры будут приведены в следующем параграфе.

§ 26. Электрическое поле Земли. Объемный заряд и градиент поля. Наша Земля всегда окружена электрическим полем (Ле-Монье, 1752 г.). На ровной местности линии этого поля направлены вертикально вниз. Обнаружить и измерить это поле нетрудно. Мы воспользуемся для этой цели плоским пластинчатым конденсатором, который можно поворачивать вокруг горизонтальной оси (рис. 83). Он устанавливается под открытым небом. Его пластины, представляющие собой металлическую сетку, натянутую на раму, имеют площадь F около 1 $м^2$. Они соответствуют маленьким дискам в описанном выше индукционном опыте.

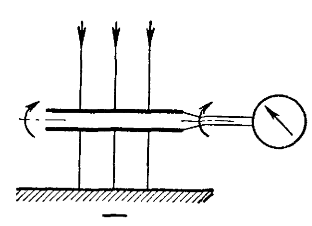


Рис 83 Измерение плотности смещения электрического поля Земли с помощью вращающегося пластинчатого конденсатора.

От обеих пластин идут провода к гальванометру, проградуированному в ампер-секундах. Мы будем устанавливать пластины попеременно вертикально или горизонтально, т. е. то параллельно, то перпендикулярно к линиям электрического поля. При каждом таком повороте гальванометр обнаруживает импульс тока q около 10^{-9} *а·сек*. Отношение q/F и есть плотность смещения $\mathfrak{D}$ для электрического поля Земли. Она несколько меняется в течение времени, но в среднем

$$\mathfrak{D} = 1{,}15 \cdot 10^{-9} \ а \cdot сек/м^2$$

или

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{D}}{\varepsilon_0} \, 130 \ в/м.$$

Поверхность земного шара F_l равна $5{,}1 \cdot 10^{14}$ $м^2$. Стало быть, общий отрицательный заряд земного шара, равный $F_l\mathfrak{D}$, имеет круглым счетом значение около $6 \cdot 10^5$ *а·сек*. Где находятся соответствующие положительные заряды? Можно было бы предположить, что они находятся на неподвижных звездах. В этом случае мы имели бы обычное радиально-симметричное поле заряженного шара, удаленного от других тел (см. рис. 86). Напряженность электрического поля на высоте в несколько километров практически должна была бы иметь то же значение, что и у поверхности Земли (радиус Земли равен 6370 *км*!). Об этом, однако, не может быть и речи. Уже на высоте в 1 *км* напряженность

поля падает примерно до 40 *в/м*, а на высоте в 10 *км* она не превышает нескольких вольт на метр.

Эти наблюдения приводят нас к существенно новому типу электрических полей. Те поля, с которыми мы знакомились до сих пор, были с обеих сторон ограничены твердыми телами, являвшимися носителями электрических зарядов. В случае поля Земли с одной стороны мы также имеем такое тело, именно Землю, являющуюся носительницей отрицательного заряда. Положительные же заряды находятся на бесчисленных не видимых глазом носителях в атмосфере. В своей совокупности эти носители образуют облако положительного заряда (рис. 84). Объемная плотность ϱ этих зарядов ($a \cdot сек/м^3$) обусловливает «градиент» поля. Имеем:

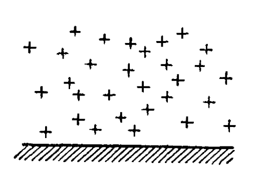


Рис 84 Облако объемного положительного заряда над отрицательно заряженной поверхностью Земли, которая приближенно считается плоской.

$$\varrho = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x}. \tag{6}$$

Вывод: На рис. 85 изображены друг над другом два участка однородного поля площади F со значениями плотности смещения $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{D}+\Delta\mathfrak{D}$. Таким образом, при перемещении по вертикали на отрезок Δx величина $\mathfrak{D}$ изменяется на $\Delta\mathfrak{D}$. Стало быть [см. (4)],

$$\varepsilon_0 \cdot \Delta\mathfrak{E} = \Delta\mathfrak{D} = \frac{\Delta q}{F},$$

или

$$\varepsilon_0 \frac{\Delta\mathfrak{E}}{\Delta x} = \frac{\Delta\mathfrak{D}}{\Delta x} = \frac{\Delta q}{F \cdot \Delta x} = \varrho, \tag{6*}$$

Рис 85 Связь между градиентом поля и объемным зарядом

так как Δq есть заряд, содержащийся в объеме $F \cdot \Delta x$. На рис. 85 этот заряд отмечен крестиками.

§ 27. Емкость конденсатора и ее вычисление. Сопоставляя равенства

$$\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} \tag{5}$$

и

$$\int \mathfrak{E}_s \, ds = U, \tag{4}$$

мы можем вычислить распределение напряженности электрического поля в полях произвольного вида. При этом мы приходим к чрезвычайно важному как с физической, так и с технической точки зрения понятию о емкости конденсатора. Для любого конденсатора мы называем его емкостью [1]) отношение

$$C = \frac{\text{заряд } q \text{ на границах поля}}{\text{напряжение } U \text{ между этими границами}}. \tag{7}$$

[1]) Нужно остерегаться понимать слово «емкость» в ошибочном смысле «вместимость».

Единицей этой величины является *ампер-секунда/вольт*. Эта единица получила сокращенное наименование «фарада»; часто также применяется *микрофарада* $= 10^{-6}$ фарады, а также еще более мелкая единица *микромикрофарада*, или *пикофарада*, равная 10^{-12} фарады.

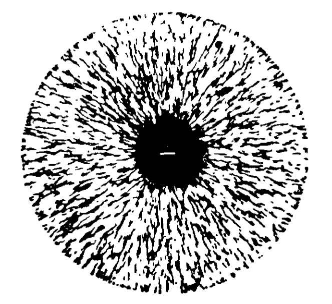


Рис. 86. Радиально-симметричное распределение линий электрического поля между отрицательно заряженным шаром и очень далеко отстоящими от него положительными зарядами.

Здесь q есть количество положительной электрической субстанции на одной границе поля или равное ему количество отрицательной субстанции на другой границе. Хотя это и менее строго, но часто бывает удобнее говорить просто о «заряде конденсатора» и соответственно о процессах его «зарядки» и «разряда».— Мы укажем сейчас выражения для емкости некоторых конденсаторов с геометрически простыми полями.

I. *Плоский пластинчатый конденсатор*. В однородном поле этого конденсатора плотность смещения $\mathfrak{D}$ равна поверхностной плотности заряда q/F на каждой из пластин. Согласно равенству (2), напряженность поля $\mathfrak{E} = U/l$. Подставляя эти выражения в равенстве (5), получаем

$$\boxed{C = \varepsilon_0 \frac{F}{l}.} \qquad (8)$$

Численный пример: Две круглые пластинки с диаметром 20 *см*, т. е. с площадью $3{,}14 \cdot 10^{-2}$ $м^2$, отстоящие друг от друга на расстоянии 4 *мм*, образуют конденсатор с емкостью

$$C = \frac{8{,}86 \cdot 10^{-12}\ а \cdot сек \cdot 3{,}14 \cdot 10^{-2}\ м^2}{в \cdot м\ 4 \cdot 10^{-3}\ м} = 7 \cdot 10^{-11} \frac{а \cdot сек}{в} \text{ (или фарад).}$$

II. *Шарообразный носитель электричества радиуса r с радиально-симметрическим полем* (*рис. 86*). Находящийся на сферической поверхности заряд q создает на расстоянии R от центра шара плотность смещения

$$\mathfrak{D}_R = \frac{q}{4\pi R^2}$$

и согласно равенству (5) напряженность поля

$$\mathfrak{E}_R = \frac{q}{\varepsilon_0 \cdot 4\pi R^2}. \qquad (9)$$

Напряжение U между заряженным шаром и очень далеко отстоя-

щей от него другой границей поля (например, стенами комнаты) может быть, согласно равенству (3), вычислено как линейная сумма (интеграл) от напряженности поля. Таким образом,

$$U = \int\limits_{R=r}^{R=\infty} \mathfrak{E}_R \cdot dR = \int\limits_{R=r}^{R=\infty} \frac{q \cdot dR}{\varepsilon_0 \cdot 4\pi R^2} = \frac{q}{\varepsilon_0 \cdot 4\pi r}. \qquad (10)$$

Равенства (7) и (10) дают нам для емкости шарообразного «носителя электричества» выражение

$$C = \varepsilon_0 \cdot 4\pi r \qquad (11)$$

«емкость шара пропорциональна его радиусу».

Для проверки равенства (11) на рис. 87 показано измерение емкости C изолированно подвешенного картонного глобуса. Для этого измерения достаточно поля с напряжением в 220 *в*.

Радиус нашей Земли $r = 6{,}37 \cdot 10^6$ *м*. Согласно равенству (11), Земля образует с системой неподвижных звезд конденсатор емкостью в 708 *мкф*.

Рис. 87. Измерение емкости конденсатора, состоящего из шара и пола аудитории. Для зарядки шара, изготовленного из картона (ср. конец § 17), этот шар соединяют на короткое время с положительным полюсом источника тока ($U = 220$ *в*); отрицательный полюс источника все время соединен с Землей («заземлен»). Заземлена также и одна из клемм гальванометра (см. E на рисунке). Гальванометр калиброван в ампер-секундах, как показано на рис. 40

Совершенно так же можно вычислять пространственное распределение напряженности поля и емкость для электрических полей более сложного вида [1]).

Дадим полезное указание для ориентировки в случае более сложных полей. Сопоставление равенства (9) и (10) дает нам для напряженности поля непосредственно у поверхности шара (где $R = r$) выражение

$$\mathfrak{E}_r = \frac{U}{r}. \qquad (12)$$

Всякий острый угол или острие можно в первом приближении рассматривать как сферическую поверхность с малым радиусом

[1] *Примеры*:

2 концентрических шара: $C = 4\pi\varepsilon_0 \dfrac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$. (11а)

2 коаксиальных цилиндра длины a: $C = 2\pi\varepsilon_0 \dfrac{a}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$. (11б)

кривизны r. Согласно равенству (12), напряженность поля $\mathfrak{E}$ у поверхности шара и радиус его кривизны r обратно пропорциональны друг другу. Поэтому вблизи углов и заострений на границах конденсатора мы получаем большие значения напряженности поля даже при малых напряжениях. При большой напряженности поля воздух теряет свои изолирующие свойства и становится проводящим. Фиолетовое свечение указывает на происходящие при этом глубокие изменения молекул воздуха. Одновременно возникает *электрический ветер*, направленный от острия (см. рис. 404).

Оттекающий воздух замещается притекающим со стороны. Последний же постоянно получает ускорение у острия. При этом на острие действует равная и противоположно направленная сила. Она приводит, например, в движение

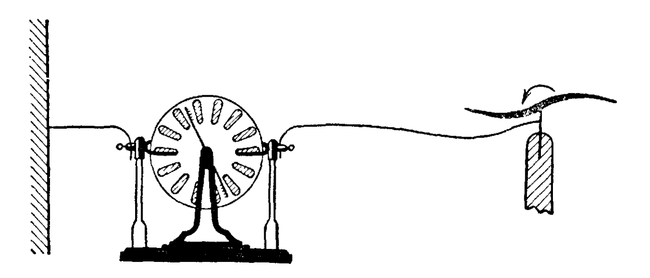


Рис. 88. Воздушная вертушка для демонстрации «электрического ветра» — Поучительный вариант опыта: на двух тонких проводах подвешивают конденсатор, состоящий из жестко скрепленных кольца и острия, этот «маятник» отклоняется как только струя «электрического ветра» начинает протекать через кольцо.

изображенную на рис. 88 вертушку. Необходимо только, чтобы напряжение между этой вертушкой и стенами комнаты было равно нескольким тысячам вольт.

Если отвлечься от деталей, то все происходит здесь так же, как в самолете: там ускоряется пропеллером втекающий сбоку воздух, образующий струю, направленную вниз. Сила противодействия, направленная против струи, сообщает самолету постоянную скорость.

§ 28. Конденсаторы различной конструкции. Диэлектрики и их электризация. До сих пор мы практически пользовались конденсаторами только двух видов. Они состояли либо из одной пары пластин (см. рис. 43), либо из нескольких пар пластин (рис. 89). Видоизменением этих многопластинчатых конденсаторов являются так называемые вращающиеся конденсаторы переменной емкости, применяющиеся в радиоприемниках и потому в настоящее время широко известные (рис. 90). Поворачивая пластинки, можно противопоставлять друг другу различные доли общей их площади и таким образом изменять емкость конденсатора.

В *технические конденсаторы* часто вместо воздуха между пластинами вводится какой-нибудь жидкий или твердый изолятор.

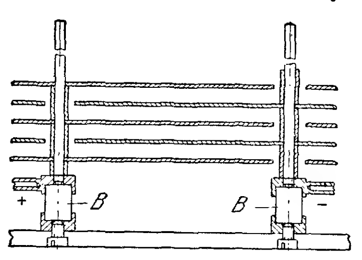


Рис. 89. Конструкция многопластинчатого конденсатора. Обычно пользуются тремя крепящими болтами вместо показанных на рисунке двух. *В* — янтарные изоляторы.

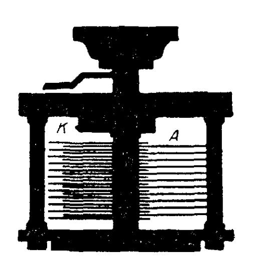


Рис 90 Теневая проекция вращающегося конденсатора переменной емкости.

Укажем на две часто применяющиеся конструкции таких конденсаторов:

1. Давно известная *лейденская банка*[1]). На рис. 92 справа показана ее примитивная форма: стеклянный цилиндр оклеен изнутри и снаружи станиолевыми листками. На рис. 91 изображена такая же банка в современной технической конструкции с двумя толстыми обкладками из

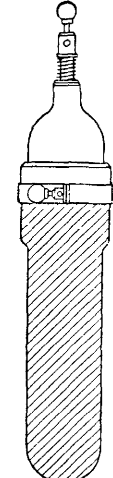


Рис. 91. Современная техническая конструкция лейденской банки.

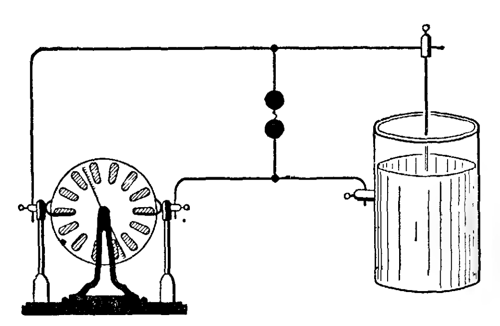


Рис. 92. Зарядка лейденской банки.

электролитически осажденной меди. Такие банки могут применяться для напряжений до $5 \cdot 10^4$ *в*. Емкость их обычно имеет значение от 10^{-9} до 10^{-8} *ф*.

[1]) Фактически этот прибор был изобретен не в Лейдене, а в Каммине (Померания) фон Клейстом. Он дал возможность познакомить широкие круги с электрическими явлениями и в дальнейшем привел к открытию многих важных новых фактов.

Небольшая индукционная машина дает токи примерно до 10^{-5} *а* (§ 9). При таком токе она может зарядить подобную банку до напряжения в $3\cdot10^4$ *в* приблизительно за 30 *сек* (рис. 92). В качестве грубого измерителя напряжения можно применить параллельно подключенный искровой промежуток с расстоянием около 1 *см*. При напряжении приблизительно в 30 000 *в* в нем проскакивает с громким треском искра. Длительность этой искры составляет около 10^{-6} *сек*, что можно установить с помощью быстро вращающейся фотографической пластинки. Поэтому ток в искре будет в $30/10^{-6}=3\cdot10^7$ раз больше, чем ток индукционной машины, т. е. будет равен примерно 300 *а*. Этот большой ток обусловливает сильное нагревание воздуха, в результате которого возникает звуковая волна (треск).

2. *Бумажный конденсатор*. Две станиолевые полоски *К* и *А* перекладывают двумя полосками бумаги *Р*, *Р*, сворачивают их и сжимают (рис. 93). Бумажная изоляция далеко не столь совершенна, как изоляция янтарем или воздухом (рис. 43). С этой меньшей устойчивостью электрического поля в подобном «бумажном конденсаторе» приходится, однако, мириться в силу большой экономии места и дешевизны этой конструкции.

В этой и следующих главах мы ограничиваемся только рассмотрением электрического поля в пустом пространстве, т. е. практически в воздухе. Вещество в электрическом поле будет

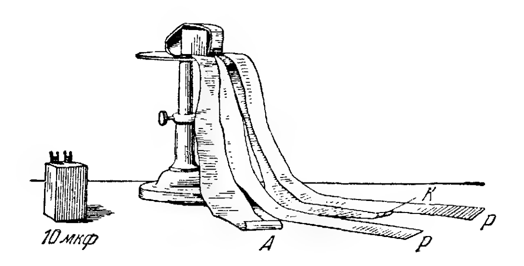


Рис. 93. Технический бумажный конденсатор емкостью в 10 *мкф*; слева — в собранном виде, справа — в частично разобранном Каждая из станиолевых полос имеет площадь около 4 $м^2$ Расстояние между ними или толщина бумажного изолирующего слоя около 0,02 *мм*.

рассмотрено только в главе XIII. Тем не менее уже здесь, при рассмотрении конденсаторов описанных выше типов мы сознательно отступили от этого плана распределения материала. Мы должны ввести здесь три новых понятия: *диэлектрик*, его *электризация* и его *диэлектрическая постоянная* [1]).

---

[1]) В русской литературе часто говорят не об электризации диэлектрика, а о его *диэлектрической поляризации*, или просто о *поляризации*. Вместо диэлектрической постоянной сейчас чаще употребляется термин: *диэлектрический коэффициент*.— *Прим. перев.*

Хороший изолятор разрушает электрическое поле лишь очень медленно. В течение длительного времени он может быть «пронизан» электрическим полем. Отсюда его название: «диэлектрик».

Отношение

$$\varepsilon = \frac{\text{емкость конденсатора, заполненного диэлектриком}}{\text{емкость пустого конденсатора}} \qquad (13)$$

называют *диэлектрической постоянной* данного диэлектрика. Численные значения см. в таблице 1 на стр. 238.

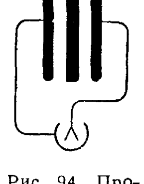


Рис. 94. Проводник в поле пластинчатого конденсатора.

При заданном заряде увеличение емкости проявляется в уменьшении напряжения. Таким образом, введение в конденсатор диэлектрика действует так же, как и частичное заполнение его проводником (рис. 94). Проводник разрушает поле внутри его и тем самым укорачивает линии поля и уменьшает толщину конденсатора. Вместе с тем на его поверхности возникают заряды. В этом заключается процесс индукции.

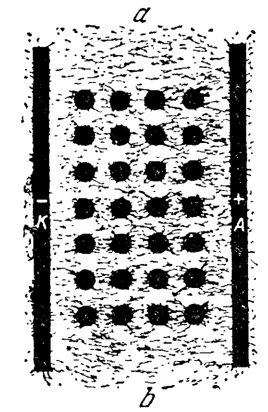


Рис. 95 Модельный опыт для пояснения процесса поляризации диэлектрика в результате поляризации его молекул.

В изоляторе, или диэлектрике, заряды не могут переместиться на его поверхность, как это происходит в металлах. Тем не менее и изолятор, находящийся в поле, может укоротить линии этого поля. В простейшем случае мы должны представить себе процесс индукции, происходящий внутри каждой молекулы. Грубая двухмерная модель на рис. 95 поясняет это. Молекулы произвольно изображены в виде небольших проводящих шариков. Такого рода индукцию в отдельных молекулах сейчас называют *электрической поляризацией молекул*. Она вызывает «поляризацию диэлектрика». При электризации на поверхностях возникают заряды так же, как и при индукции в проводниках; на рис. 95 слева возникают положительные заряды, справа — отрицательные. Мы не можем, однако, использовать поляризацию изолятора для разделения зарядов, как мы делали это при помощи индукции в проводниках. Представим себе, что «наэлектризованный», или «поляризованный», изолятор на рис. 95 расщеплен в поле на две части по плоскости *ab* и что обе его половинки в отдельности вынуты из поля. Тогда каждая из этих половин содержит столько же положительных зарядов, сколько и отрицательных, т. е. в целом будет не заряжена.

Модельный опыт на рис. 95 содержит много далеко идущих, но не существенных упрощений. В действительности молекулы не представляют собой шарики, и заряды в них не могут перемещаться к границам молекулы. Подробнее см. в § 110. Но во всяком случае незначительный на первый взгляд опыт — вдвигание изолятора между пластинами конденсатора — привел нас к важному выводу: *внутри молекул имеются электрические заряды; они могут смещаться внешним электрическим полем, в результате чего молекулы «электрически деформируются»*.

III. СИЛЫ И ЭНЕРГИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 29. Три предварительных замечания. 1. Во всякой исследовательской или учебной физической лаборатории имеются разнообразные приборы для измерения времени, длины, массы, температуры, электрического тока, электрического напряжения, емкости и многих других электрических величин. Однако приборы для измерения силы — *динамометры* — встречаются лишь в очень редких случаях и применяются главным образом в учебных целях. Если при исследовании возникает необходимость в измерении силы, то измеряемую силу сравнивают с силой, называемой *весом* (единицей ее может служить, например, килопонд=9,81 ньютона).

2. Понятие силы является, несомненно, одним из наиболее загадочных понятий механики (см. «Механика», § 86). Один из наших ведущих физиков правильно сказал, что здесь «создается понятие со всеми его безнадежными неясностями».— Связь между силой $\mathfrak{K}$, массой m и ускорением $\mathfrak{b}$ должна быть установлена экспериментально. Это одна из самых неблагодарных задач во всем курсе физики. Один из способов ее решения подробно разъяснен в § 18 «Механики». Опыты приводят к соотношению

$$\mathfrak{b} = \frac{\mathfrak{K}}{m},$$

или

$$\mathfrak{K} = m \cdot \mathfrak{b}$$

лишь с очень ограниченной точностью. Подлинное оправдание этих равенств дается лишь позже успехами их бесчисленных применений.

3. Совершенно то же относится в учении об электричестве к равенствам

$$\mathfrak{K} = q \cdot \mathfrak{E},$$

или

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{K}}{q}, \qquad (17^*)$$

устанавливающим связь между механической величиной, силой $\mathfrak{K}$ и электрическими величинами (зарядом q и напряженностью электрического поля $\mathfrak{E}$). Опыт, описываемый в следующем параграфе, может быть выполнен лишь с очень малой точностью, и равенство (17) также может быть оправдано лишь позже на основе совокупности его обширных применений. Это нужно понимать совершенно отчетливо.

§ 30. Основной опыт. Мы начнем, как всегда, с экспериментального изучения явлений. На рис. 96 изображен дискообразный

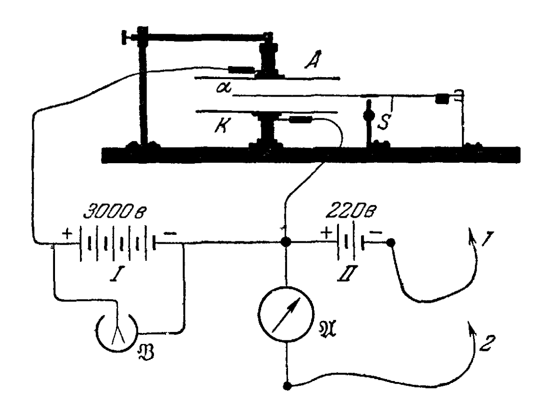


Рис 96. Основной опыт для установления зависимости силы взаимодействия от заряда и напряженности поля. Легкое коромысло из кварца несет на правом конце два рейтера из алюминиевой фольги и качается между двумя упорами. S — небольшой брусок, смещающий центр тяжести коромысла на ребро призмы. Пластины конденсатора A и K укреплены на янтарных изоляторах Превосходные изолирующие свойства янтаря позволяют заменить показанную на рисунке батарею I совсем примитивными средствами (натертая сургучная палочка).

носитель электричества α, укрепленный на легком коромысле весов, играющих роль динамометра. Носитель помещен посередине между пластинами K и A конденсатора. Его форма и установка перпендикулярно к линиям поля выбраны с определенной целью: *в незаряженном состоянии носитель не должен заметным образом влиять на вид электрического поля между K и A* (рис. 97, A); *он не должен в силу индукции искажать это поле* (рис. 66). Поле между K и A мы создаем с помощью источника тока I. Пусть напряжение будет равно U и, следовательно, напряженность однородного поля в конденсаторе $\mathfrak{E}=U/l$. С этой установкой мы будем поступать следующим образом.

1. Зарядим носитель α отрицательно, соединив его на короткое время с отрицательным полюсом источника тока I (контакт 1),

а обе пластины конденсатора — с положительным полюсом этого источника. После этого мы имеем поле, изображенное на рис. 97, *B*.

Это поле будет притягивать заряженный носитель к ближайшей к нему пластине конденсатора; чтобы избежать этого, устанавливают носитель точно посередине между пластинами (неустойчивое равновесие).

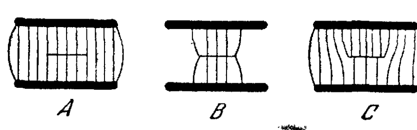


Рис. 97. Картина линий поля к основному опыту на рис. 96.

2. *Кроме того*, мы создаем между пластинами *K* и *A* напряжение *U* с помощью источника тока *I*. При этом в результате наложения полей *B* и *A* (см. ниже, рис. 104) возникает совершенно новая картина линий поля *C*. Носитель увлекается электрическим полем вверх.

3. С помощью весов мы измеряем силу $\mathfrak{K}$ в произвольных единицах, например в килопондах, и пересчитываем ее в ньютоны (1 килопонд=9,8 ньютона). Далее мы измеряем заряд носителя *q* в ампер-секундах с помощью соответственным образом прокалиброванного гальванометра $\mathfrak{A}$ (нужно на мгновение прикоснуться к носителю α концом провода *2*!). Наконец, мы измеряем напряжение *U* в вольтах и расстояние между пластинами конденсатора в метрах.

4. Из четырех измеренных величин мы составляем произведение $\mathfrak{K}\cdot l$ в ньютон-метрах и произведение $U\cdot q$ в вольт-ампер-секундах. Обе последние единицы, как уже указывалось в § 12, равны друг другу. В пределах точности измерений оказывается, что оба эти произведения имеют одно и то же численное значение. Таким образом, мы экспериментально получаем:

$$\mathfrak{K}l = qU, \tag{14}$$

т. е. равенство без множителя пропорциональности.

В этом равенстве слева стоит работа, следовательно, и справа должна стоять работа. Это означает, что работу мы можем измерять не только механически, произведением силы на путь, но и электрически, произведением заряда на напряжение. Или в виде равенства

$$\boxed{A = q\cdot U.} \tag{15}$$

Заряд есть интеграл тока по времени; согласно сказанному на стр. 55, для не изменяющегося во времени тока *I* мы можем написать $q = I\cdot t$. Подстановка этой величины в равенство (14) дает (см. (III) на стр. 37)

$$\mathfrak{K}l = U\cdot I\cdot t. \tag{16}$$

С этим равенством мы уже познакомились в § 12.

В описанной выше экспериментальной установке (рис. 96) электрическое поле было однородно. Для его напряженности мы имели выражение $\mathfrak{E}=U/l$. Вводя с помощью этого выражения напряженность поля $\mathfrak{E}$ в равенство (14), получаем:

$$\boxed{\mathfrak{K}=q\mathfrak{E}} \tag{17}$$

($\mathfrak{K}$ в ньютонах, q — в ампер-секундах, $\mathfrak{E}$ в вольтах на метр).

Словами: наблюдаемая сила пропорциональна заряду носителя и напряженности $\mathfrak{E}$ еще *не искаженного этим зарядом* поля (картина A). Таким образом, $\mathfrak{E}$ не есть напряженность поля, фактически существовавшего во время измерения (картина C)!

Равенства (14) — (17) применяются очень широко. Как уже отмечалось, они не содержат множителя пропорциональности. Это достигается благодаря тому, что в механических и в электрических измерениях применяется одна и та же единица энергии; в настоящей книге приняты единицы

$$\boxed{1 \text{ ньютон-метр} = 1 \ кг \cdot м^2/сек^2 = 1 \text{ вольт-ампер-секунде.}}$$

Ср. мелкий шрифт в § 12 и особенно важный для физиков § 275. К физику обращен и § 30а.

§ 30а. Общее определение напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$. Существенным характерным признаком электрических полей являются *силы*, с которыми они действуют на *покоящиеся* электрические заряды. Эти силы обусловливают наличие преимущественных направлений, которые столь наглядно проявляются в картине линий электрического поля и требуют того, чтобы напряженность электрического поля изображалась вектором. Векторный характер напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ можно отразить и в равенстве, определяющем величину $\mathfrak{E}$. Для этого нужно сначала условно установить измерительный процесс для определения заряда q (§ 22), а затем определить напряженность поля $\mathfrak{E}$ с помощью равенства

$$\mathfrak{E}=\mathfrak{K}q. \tag{17*}$$

Здесь q есть небольшой заряд на «пробном теле», который не изменяет существенно структуру поля.

Когда силы $\mathfrak{K}=q\mathfrak{E}$ перемещают заряд в произвольном, хотя бы и неоднородном поле вдоль пути $\mathfrak{s}$, то они совершают работу

$$\int \mathfrak{K}\, d\mathfrak{s} = q\int \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s}. \tag{18}$$

Отсюда в качестве производной величины мы получаем напряжение

$$U=\int \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s}=\int \frac{\mathfrak{K}\, d\mathfrak{s}}{q} \tag{19}$$

с единицей

1 вольт = 1 ньютон-метр/1 ампер-секунду

(ср. § 275!).

В теоретических курсах опыты только описываются, но нет надобности воспроизводить их количественно. Поэтому там можно в самом начале механики пользоваться равенством $\mathfrak{K}=m\mathfrak{b}$ как определяющим, а в учении об электричестве идти по пути, намеченному в этом параграфе. Но тот, кто хочет вывести основные опытные факты из количественных экспериментов, должен при имеющихся сейчас вспомогательных средствах идти по более длинному, обходному пути.

§ 31. Первое применение равенства $\mathfrak{K}=q\mathfrak{E}$. Применение равенства (17), вообще говоря, представляет собой далеко не простую задачу. Большей частью в результате процесса индукции носитель еще в незаряженном состоянии сильно искажает поле, которое при этом принимает более сложный вид. В этих случаях необходимо у каждого элемента площади незаряженного носителя вычислить напряженность электрического поля, затем после зарядки носителя умножить эту напряженность на заряд этого элемента площади и просуммировать все эти произведения. Лишь в немногих случаях удается избежать этой трудоемкой процедуры; мы укажем два таких случая.

I. *Силы, действующие между двумя заряженными шарами, находящимися на большом расстоянии R один от другого.* Шар с зарядом q сам по себе создает радиально-симметричное поле (ср. рис. 86). Напряженность этого поля на расстоянии R от центра шара равна (формула (9), стр. 62)

$$\mathfrak{E}_R=\frac{q}{\varepsilon_0\cdot 4\pi R^2}. \tag{20}$$

При наличии второго шара с зарядом q' возникает поле совершенно иного вида. Оно изображено на рис. 98 для частного случая, когда $q=q'$ и заряды имеют противоположные знаки, а на рис. 99 — для двух одинаковых зарядов одного и того же знака.

Применяя формулу (17)

$$\mathfrak{K}=q'\mathfrak{E}, \tag{21}$$

мы должны учитывать только первоначальное поле первого шара, т. е. должны совместить равенства (9) и (17). Мы получаем

при этом:

$$\boxed{\mathfrak{K} = \pm \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{qq'}{R^2}} \tag{21}$$

[знак + относится к случаю двух одноименных зарядов, знак — к случаю разноименных зарядов].

Это соотношение в виде $\mathfrak{K} = \pm \frac{q_s q'_s}{R^2}$ было впервые установлено Кулоном в 1785 г.; оно явилось завершением почти столетней экспериментальной работы. Тем не менее во многих учебниках электричества оно является исходным пунктом всего изложения.

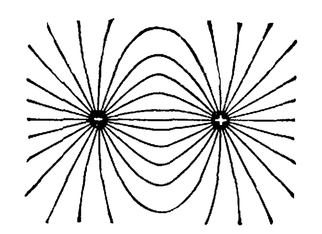


Рис. 98. Линии поля между двумя разноименными зарядами.

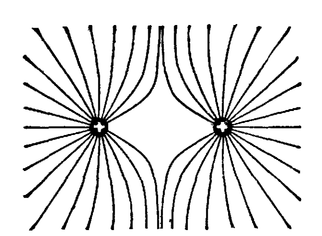


Рис. 99. Линии поля между двумя одноименными зарядами. Соответствующие отрицательные заряды нужно представлять себе находящимися на удаленных стенах комнаты.

II. *Взаимное притяжение пластин плоского пластинчатого конденсатора.* Каждая пластина сама по себе создает поле, изображенное на рис. 100 слева. Нужно представлять себе при этом, что линии поля продолжаются до зарядов противоположного знака на стенах комнаты и т. п. (ср. рис. 51). На довольно заметном протяжении перед пластинкой и позади нее поле еще однородно. Напряженность его там равна

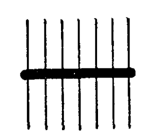
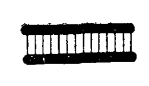



Рис. 100. К притяжению пластин конденсатора.

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{D}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{2F}. \tag{22}$$

Это поле и нужно учитывать при применении формулы (17). Оно действует на заряд q второй пластины с силой

$$\mathfrak{K} = q \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{q}{2F} = \frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{q^2}{F}. \tag{23}$$

В результате наличия заряда на второй пластинке это поле корен-

ным образом меняется (рис. 100, справа). Все линии с наружной стороны пластин исчезают, и остается знакомое нам однородное поле плоского пластинчатого конденсатора.

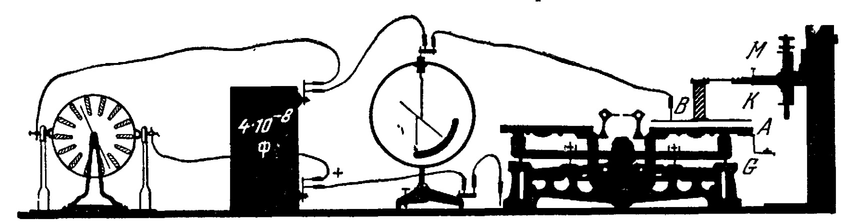


Рис. 101. Притяжение двух пластин конденсатора K и A; B — янтарный изолятор, заштрихованный на рисунке; M — винтовой микрометр с миллиметровой шкалой и делительным барабаном; G — гири. Численный пример: $F=20\times 20$ *см*²$=4\cdot 10^{-2}$ *м*²; расстояние между пластинами $l=10{,}2$ *мм*$=10{,}2\cdot 10$ *м*; напряжение $U=7500$ *в*;

$$K=\frac{8{,}86\cdot 10^{-12}}{2}\,\frac{а\cdot сек}{в\cdot м}\cdot\frac{5{,}6\cdot 10^{7}\ в^2\cdot 4\cdot 10^{-2}\ м^2}{10^{-4}\ м^2}=9{,}9\cdot 10^{-2}\,\frac{в\cdot а\cdot сек}{м}=$$

$$=9{,}9\cdot 10^{-2}\,\frac{0{,}102\ килопонд\text{-}метра}{метр}=10{,}1\ понда.$$

Теперь изменим смысл обозначений $\mathfrak{D}$ и $\mathfrak{E}$. Будем понимать под ними величины, характеризующие поле уже собранного конденсатора. Тогда (см. (2), стр. 58)

$$q=\mathfrak{D}F=\varepsilon_0\mathfrak{E}F,$$

$$\mathfrak{K}=\frac{1}{2}q\mathfrak{E}=\frac{\varepsilon_0}{2}\mathfrak{E}^2F, \qquad (24)$$

или

$$\boxed{\mathfrak{K}=\frac{\varepsilon_0}{2}\,\frac{U^2F}{l^2}.} \qquad (25)$$

Рис. 102. Притяжение двух пластин конденсатора, изготовленных из хорошего проводника M и плохого проводника St. Из-за неизбежных неровностей поверхности расстояние между пластинами в некоторых местах очень мало, и напряженность поля в этих местах очень велика.

Таким образом, сила пропорциональна квадрату напряжения U и обратно пропорциональна квадрату расстояния между пластинками l.

На рис. 101 показана установка для проверки этого равенства. Она должна прежде всего дать представление о порядке величин, с которыми мы имеем дело в подобных случаях. При точных измерениях и здесь следует применять плоский пластинчатый конденсатор с «защитным кольцом» (рис. 81 на стр. 57).

Согласно равенству (25), сила обратно пропорциональна квадрату расстояния между пластинами. Поэтому для получения бо́льших сил изготовляют конденсаторы с очень маленьким расстоянием между пластинами. Помещают хороший проводник (металл) на плохой проводник с гладкой поверхностью. На рис. 102 изображена для примера металлическая пластинка M, соприкасающаяся с литографским камнем St. Площадь каждого из них около 20 *см*². Камень весит около 200 пондов. Если присоединить эти пластины к источнику тока с напряжением около 220 *в*, то камень «приклеивается» и его можно

поднять за ручку вместе с металлической пластиной. Конечно, такой конденсатор не изолирует. В нашем примере через него идет ток в несколько микроампер. Наше тело ощущает ток от 3 до 5 *ма*. Поэтому мы можем спокойно применять его вместо одного из показанных на рис. 102 проводов и таким образом заставить камень «приклеиться» к пластине.

§ 32. Давление на поверхность заряженного тела. Уменьшение поверхностного натяжения. Давлением, вообще говоря, называют отношение

$$p = \frac{\text{сила } \mathfrak{K}\text{, действующая перпендикулярно к поверхности}}{\text{площадь поверхности } F}.$$

Для однородного поля плоского пластинчатого конденсатора равенство (24) дает

$$p_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathfrak{E}^2, \tag{26}$$

где $\mathfrak{E}$ есть напряженность поля непосредственно у поверхности.

Применим это равенство к случаю заряженного шара. Пусть напряжение между ним и находящимися далеко носителями противоположных зарядов есть U. Тогда на поверхности шара напряженность поля есть (формула (12), стр. 63)

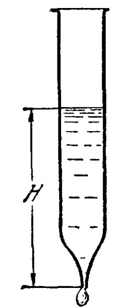


Рис. 103. Влияние электрического поля на поверхностное натяжение воды (Георг Матиас Бозе. 1745 г.).

$$\mathfrak{E} = \frac{U}{r}.$$

Подставляя это значение в формулу (26), мы получаем для *давления на поверхности заряженного шара* выражение

$$\boxed{p_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{U^2}{r^2}} \tag{27}$$

(например, p в ньютонах/$м^2$, U — в вольтах, r — в метрах).

Это давление направлено наружу[1]; оно действует как *уменьшение поверхностного натяжения* ζ. Последнее само по себе дает направленное внутрь давление $p_0 = \frac{2\zeta}{r}$. При наличии же электрического поля остается только направленное внутрь давление

$$p = \frac{2\zeta}{r} - \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{U^2}{r^2}. \tag{28}$$

Уменьшение поверхностного натяжения под влиянием электрического поля можно продемонстрировать различными способами, например с помощью установки, изображенной на рис. 103. Из сопла стеклянного сосуда вода сначала

[1]) Это удобный, но не очень точный способ выражаться: направление имеет не давление, а соответствующая сила.

вытекает струйкой, а затем после уменьшения высоты уровня воды H — в виде отдельных капель. Стягивание воды в капли является следствием поверхностного натяжения. Если мы теперь создадим с помощью индукционной машины электрическое поле между водой и стенками комнаты, то вода снова начнет течь ровной струйкой.

§ 33. Опыт Герике с парением заряженных тел (1672 г.). Элементарный электрический заряд $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек.* Равенство $\mathfrak{K} = q\mathfrak{E}$ находит особо важное с точки зрения физики применение в опытах с «парением» заряженных тел. Здесь речь идет о первоначальной форме опыта, изображенного на рис. 96. Поместим легкий носитель электричества в вертикально направленное электрическое поле. Пусть, например, носитель будет заряжен отрицательно, а находящаяся над ним пластина конденсатора — положительно. Тогда вес носителя $\mathfrak{K}_2$ тянет его вниз, а сила

$$\mathfrak{K} = q\mathfrak{E}, \quad \text{или} \quad \mathfrak{K} = q\,\frac{U}{l} \qquad (17)$$

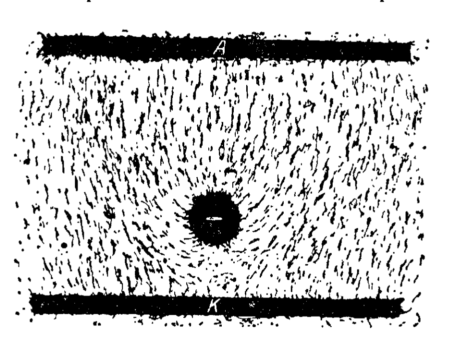


Рис. 104. Линии электрического поля в опыте с парением легкого тела.

вверх (см. картину линий поля на рис 104). Если подобрать условия опыта так, чтобы имело место равенство

$$\mathfrak{K}_2 = q\,\frac{U}{l} \qquad (29)$$

(например, $\mathfrak{K}_2$ — в ньютонах, q — в ампер-секундах, U — в вольтах), то силы «уравновешиваются» и носитель будет «парить» в воздухе. При этом мы можем вычислить заряд q, зная вес тела q и напряженность поля $U\,l$ (А. Милликэн, 1910 г., в развитие классических опытов Дж. Дж. Томсона, 1898—1901 гг.).

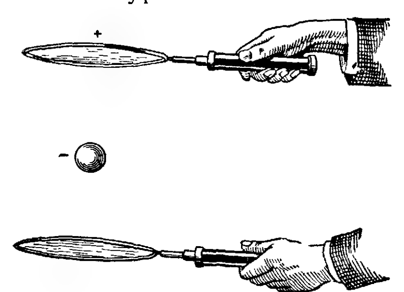


Рис 105 Заряженный мыльный пузырь, парящий в электрическом поле.

Для демонстрационных опытов в качестве носителей электричества пригодны любые легкие, медленно падающие в воздухе тела, например растительный или животный пух, сусальное золото, мыльные пузыри и т. п. Эти носители заряжаются и затем улавливаются в поле между двумя пластинками (рис. 105). Напряженность этого поля можно

изменять, изменяя расстояние между пластинками. (Поле между пластинками на рис. 105 не однородно, иначе напряженность его не зависела бы от расстояния между пластинками.) Делая это, мы можем заставить носитель подниматься, падать или свободно парить в воздухе. Для упрощения часто опускают верхнюю пластинку на рис. 105; тогда ее роль играет потолок комнаты. В такой форме опыт «парения заряженных тел» впервые описал Отто фон Герике в 1672 г. (рис. 106).

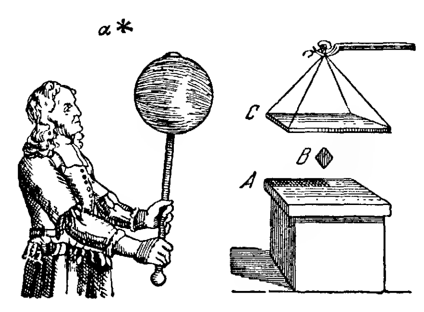


Рис 106 Старинные изображения опыта с парящими в поле легкими телами. Справа — по Бенджамину Вильсону (1746), слева — по Отто фон Герике (1672) *B* — обрезок сусального золота. α — перышко. «Plumula potest per totum conclave portari» («перышко можно было иосить по всей комнате»).

Нетрудно повторить опыт с парящим телом в сильно уменьшенном масштабе. Вместо мыльного пузыря, примененного на рис. 105, берут маленькие шарики жидкости, обычно капельки масла или ртути диаметром в несколько микрон. Их заряжают соприкосновением с каким-нибудь твердым телом («электризация трения»), для чего достаточно заставить их проходить в струе воздуха у стенок сопла пульверизатора. Пластинки конденсатора помещают на расстоянии около 1 *см* друг от друга и наблюдают за движением заряженных частиц в электрическом поле с помощью микроскопа. Вес частиц вычисляют, определяя под микроскопом их диаметр. Отсюда легко вычислить объем частицы, а умножая этот объем на удельный вес данного вещества, мы находим вес капельки $\mathfrak{K}_2$. Такого рода опыты с маленькими, но еще легко наблюдаемыми носителями электричества привели к фундаментальному результату: *тело может принимать или отдавать электрический заряд только порциями целочисленно кратными элементарному электрическому заряду* $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек*. Несмотря на бесчисленные попытки, никогда не удавалось наблюдать в положительно или отрицательно заряженном теле заряд меньший, чем $1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек*. *Поэтому заряд* $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек называют элементарным электрическим зарядом.* Он представляет собой наименьший *наблюдаемый* отрицательный или положительный электрический заряд, или «атом электричества».

Выполнение описанного выше опыта не представляет никаких трудностей. Он может быть включен в практикум для начинающих. Наибольшее впечатление производит этот опыт при субъективном микроскопическом наблюдении. При микропроекции струи воздуха в конденсаторе, возникающие в результате нагревания его сильным источником света, необходимым для проекции, могут сильно исказить картину.

В заключение еще одно немаловажное замечание: обычная *капельница* также может отдавать заключенное в ней лекарство только отдельными «элементарными квантами», именно отдельными каплями. Но из этого мы никак не можем сделать вывод о самостоятельном существовании этих капель внутри бутылки. Точно так же опыты с парящими телами с несомменностью указывают на существование нижнего предела делимости электрических зарядов. Но они никоим образом не доказывают разделенности зарядов и внутри тел! Существование отдельных, индивидуальных атомов электричества внутри носителей и теперь остается хотя и очень полезным, но не доказанным допущением.

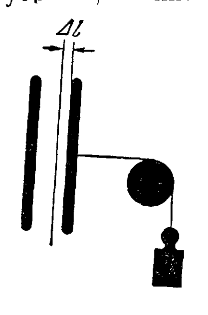


Рис. 107. К выводу выражения для энергии электрического поля Пластинки *не соединены* с источником тока.

§ 34. Энергия электрического поля. Допустим, что в объеме пространства V имеется поле с напряженностью $\mathfrak{E}$. Какая энергия содержится в этом поле?

Представим себе это поле как поле плоского пластинчатого конденсатора. Пусть площадь пластины его будет F, расстояние между ними l и, следовательно, объем поля $V=Fl$. Одна из пластин будет притягивать к себе другую и при этом совершать определенную работу, например работу подъема груза по схеме рис. 107. Действующая при этом сила (формула (24), стр. 75)

$$\mathfrak{K}=\frac{\varepsilon_0}{2}\mathfrak{E}^2F$$

остается постоянной, так как заряд q, плотность смещения $\mathfrak{D}$ и напряженность поля $\mathfrak{E}=\frac{\mathfrak{D}}{\varepsilon_0}$ не меняются. Таким образом, для совершенной работы, или ранее накопленной в электрическом поле энергии, мы получаем выражение

$$W_e=\mathfrak{K}\cdot l=\frac{\varepsilon_0}{2}\mathfrak{E}^2Fl,$$

$$\boxed{W_e=\frac{\varepsilon_0}{2}\mathfrak{E}^2V.} \qquad (30)$$

(Например, энергия W_e в вольт-ампер-секундах или ватт-секундах; $\varepsilon_0=8{,}86\cdot10^{-12}$ ампер-секунд/вольт·метр; $\mathfrak{E}$ — в вольт на метр; V — в кубических метрах.)

Хотя равенство (30) было выведено нами для одного вполне определенного случая, оно имеет общее значение. В форме элект-

рического поля мы можем запасать лишь очень небольшие количества энергии. Например, в 1 *л* (10^{-3} *м*^{3}) при технически еще осуществимом значении напряженности поля $\mathfrak{E} = 10^7$*в* мы можем запасти энергию всего лишь в 0,44 *в·а·сек*.

Выражение (30) для энергии электрического поля часто записывают в иной форме. Пользуясь, например, равенствами (4), стр. 59 и (2), стр. 58, мы можем написать

$$W_e = \frac{1}{2} qU, \tag{31}$$

а с помощью равенства (7), стр. 61, мы можем получить отсюда выражение

$$W_e = \frac{1}{2} CU^2. \tag{32}$$

Здесь q — заряд конденсатора любой формы, U — его напряжение, C — его емкость.

§ 35. Электрическая поверхность уровня и потенциал. Помимо линий электрического поля, для изображения этого поля часто с успехом применяют картины электрических «поверхностей уровня». На рис. 108 изображено таким образом поле между пластинкой и параллельной ей проволокой. Непосредственно над пластинкой находится небольшой носитель с зарядом q. Пусть этот носитель перемещается до некоторой точки a. Для этого необходима некоторая работа A; в электрической мере эта работа равна $q \cdot U$ (формула (15), стр. 71), где U есть напряжение между начальной и конечной точками пути носителя.

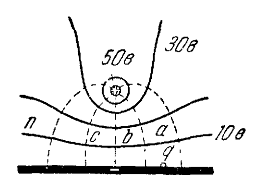


Рис. 108. Схема электрических поверхностей уровня.

Повторим теперь тот же опыт для других исходных точек у поверхности пластины и для других конечных областей поля. При этом мы будем каждый раз останавливаться тогда, когда будет совершена одна и та же работа $A = q \cdot U$. Носитель будет при этом занимать положения a, b, c, d...., n. Совокупность всех тех конечных точек, которые достигаются при одном и том же значении совершенной работы, называют поверхностью уровня.

Каждая поверхность уровня характеризуется определенным значением отношения

$$\frac{\text{работа } q \cdot U \text{, совершенная против силы поля } q \cdot \mathfrak{E}}{\text{заряд носителя } q} = U. \tag{32a}$$

Здесь U — напряжение между поверхностью уровня и *условным телом, от которого производится отсчет*. На рис. 108 таким телом является пластина конденсатора. Это *напряжение* называется *потенциалом* [1]). Часто тело отсчета соединяется проводником с зем-

[1]) В отличие от механики, где потенциал определяется как *работа*.

лей («заземляется»); тогда потенциал в некоторой точке поля означает напряжение между этой точкой и землей. Таким образом, *потенциал есть наименование напряжения между произвольной точкой поля и некоторым условно выбранным в качестве начала отсчета телом*. На рис. 108 и в других полях, определяемых только двумя заряженными телами, положительный знак потенциала означает отрицательный заряд на этом условно выбранном теле отсчета.

Обоснование. Если носитель на рис. 108 имеет положительный заряд q, то мы должны *затратить* работу $A=qU$, чтобы перенести его от отрицательного тела отсчета на данную поверхность уровня. Следовательно, в равенстве (32а) числитель и знаменатель имеют одинаковые знаки, и потому потенциал $U=A/q$ будет положительным (вместе с тем линейный интеграл $\int \mathfrak{E}_{\mathfrak{s}} d\mathfrak{s}$ отрицателен, так как по условию направление поля считается от + к —, и потому в области возрастания потенциала заряд движется *против* направления поля).

Для *одной* точки поля мы можем указать ее *потенциал*, но не напряжение. Последнее существует только между *двумя* точками. Если напряжение называть потенциалом, то сначала нужно условиться, относительно какого тела ведется отсчет (часто под таким телом молчаливо подразумевают Землю). К сожалению, однако, часто в обычном словоупотреблении недостаточно четко разграничивают слова потенциал и напряжение. *Разность потенциалов* между двумя точками означает напряжение между ними; таким образом, это лишний термин.

§ 36. Электрический диполь, электрический момент. Основное равенство $\mathfrak{K}=q\mathfrak{E}$ указывает на то, что для возникновения силы в электрическом поле необходимо не только это поле, но и наличие тела с электрическим *зарядом*. На первый взгляд кажется, что этому противоречит старое наблюдение: силовое действие электрического поля на *незаряженные* легкие тела. Вспомним о притяжении *обрывков бумаги* к натертому куску янтаря или о танцующих куколках под натертой стеклянной пластинкой.

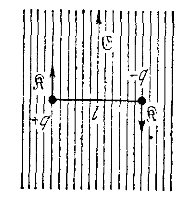


Рис. 109 Электрический диполь устанавливается своей продольной осью перпендикулярно к линиям электрического поля.

Для понимания этих процессов нужно ввести два *новых понятия*: «электрический диполь» и «электрический момент». Представим себе, что на рис. 109 два «точечных» носителя электричества с зарядами $+q$ и $-q$ удерживаются на расстоянии l друг от друга чрезвычайно тонким и идеально изолирующим стержнем. Такое образование, напоминающее гимнастическую гантель, называется «электрическим диполем». Его поле сходно с полем, изображенным на рис. 49 и 98.

Положим далее, что такой диполь установлен, как на рис. 109, так, что его продольная ось перпендикулярна к линиям

однородного электрического поля. Тогда на него действует вращающий момент

$$\mathfrak{M}'_{\text{мех}} = 2q\mathfrak{E}\,\frac{l}{2} = ql \times \mathfrak{E}. \qquad (33)$$

Произведение $q \cdot l$ мы будем называть *электрическим моментом* диполя и обозначать его буквой $\mathfrak{w}$ (единица: ампер-секунда-метр). В этих обозначениях мы можем написать [1])

$$\mathfrak{M}'_{\text{мех}} = \mathfrak{w} \times \mathfrak{E}. \qquad (34)$$

Электрический момент мы должны представлять себе как вектор, направление которого совпадает с линией, соединяющей оба заряда, а ориентация от — к +. Описанный выше идеализированный диполь реализовать нельзя, но можно различными способами раздельно локализовать на каком-нибудь теле равные по величине положительные и отрицательные заряды и определить для таких тел с помощью определенного измерительного процесса их электрический момент.

Начнем с одного механического опыта. На рис. 110 стержень S укреплен на конце спицы R. Каждая из двух сил $\mathfrak{K}$ создает действующий на него вращающий момент $\mathfrak{r} \times \mathfrak{K}$, где $\mathfrak{r}$ есть расстояние по перпендикуляру стрелки, изображающей силу, от оси A. Длина спицы R не имеет значения.

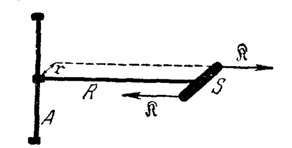


Рис 110. Величина вращающего момента зависит только от плеча $\mathfrak{r}$, а не от расстояния R.

Теперь представим себе, что в каком-нибудь твердом теле путем локализации зарядов созданы n диполей. На каждый из них в электрическом поле действует определенный вращающий момент. Несмотря на различные расстояния диполей от общей оси вращения, мы можем векторно сложить все эти отдельные вращающие моменты. Таким образом, наблюдаемый нами вращающий момент будет равен

$$\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \sum \mathfrak{M}'_{\text{мех}} = \sum (\mathfrak{w} \times \mathfrak{E}), \qquad (35)$$

или

$$\boxed{\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \mathfrak{W} \times \mathfrak{E},} \qquad (36)$$

где $\mathfrak{M}$ есть общий фактически наблюдаемый момент нашего тела, построенного из неизвестных нам в отдельности диполей.

Мы всегда можем заменить его идеализированным диполем, имеющим вид гантели, т. е. двумя точечными зарядами $+q$ и $-q$, находящимися на расстоянии l. Стержень этой гантели имеет направление электрического момента тела.

[1]) О знаке векторного умножения $\times$ см. стр. 11 «Механики».

Это определяющее электрический момент равенство дает способ измерения этой величины, который, впрочем, большого практического значения не имеет. Укрепим наше тело на оси, перпендикулярной к направлению поля, и определим положение его равновесия. Затем повернем его от этого положения на 90° и измерим необходимый для этого вращающий момент как произведение силы на плечо рычага в ньютон-метрах. Этот вращающий момент нужно еще разделить на значение напряженности поля, выраженное в вольтах на метр; частное и дает нам значение электрического момента $\mathfrak{W}$ в ампер-секунда-метрах.

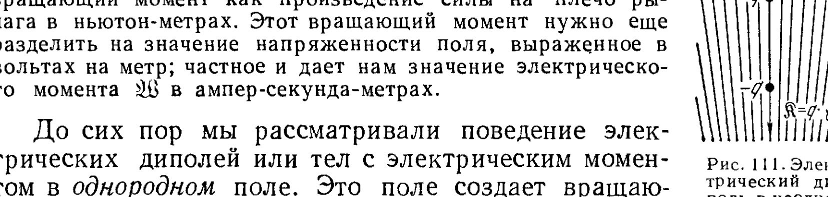


Рис. 111. Электрический диполь в неоднородном электрическом поле. Поле направлено снизу вверх.

До сих пор мы рассматривали поведение электрических диполей или тел с электрическим моментом в *однородном* поле. Это поле создает вращающий момент, действующий на диполь и устанавливающий его ось по направлению поля. То же происходит и в *неоднородном* поле. Диполь на рис. 111 уже установился в направлении поля (от + к —). Но, кроме этого, в неоднородном поле имеет место и нечто новое. В неоднородном поле на диполь действует в направлении градиента поля $\partial\mathfrak{E}/\partial x$ сила

$$\boxed{\mathfrak{K}=\mathfrak{W}\cdot\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial x}\,.} \tag{40}$$

Вывод: на верхний положительный заряд действует сила $q\cdot\mathfrak{E}_0$, направленная вверх, на нижний отрицательный заряд — сила $q\cdot\mathfrak{E}_u$, направленная вниз. Результирующая сила, действующая на диполь, равна, следовательно,

$$\mathfrak{K}=q\,(\mathfrak{E}_u-\mathfrak{E}_0). \tag{41}$$

Но

$$\mathfrak{E}_u=\mathfrak{E}_0+\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial x}\,l. \tag{42}$$

Сопоставление равенств (41) и (42) и приводит нас к равенству (40).

§ 37. Индуцированные и постоянные электрические моменты. Пироэлектрические и пьезоэлектрические кристаллы. Выше мы ввели понятия об электрическом диполе и электрическом моменте без экспериментов. Теперь возникает вопрос: каким образом фактически сообщить телу электрический момент? При этом мы должны различать два случая:

I. *Индуцированные электрические моменты.* В результате *индукции* любое тело в любом электрическом поле приобретает некоторый электрический момент, так как поле смещает друг относительно друга положительные и отрицательные электрические заряды во всяком внесенном в него теле. В проводнике эти заряды перемещаются до *поверхности* тела, в изоляторе имеет место только

смещение их *внутри молекул* тела, т. е. «электризация», или «поляризация», диэлектрика (рис. 95).

Результатом возникновения этого индуцированного момента является то, что продолговатые тела *во всех* электрических полях устанавливаются по направлению поля[1]) (рис. 112); именно вследствие этого мы и получаем на не идеально гладкой поверхности *картины линий поля* при помощи волокнистых порошков. В *неоднородном* поле, кроме того, все тела, независимо от их формы, перемещаются в область наибольшей напряженности поля.

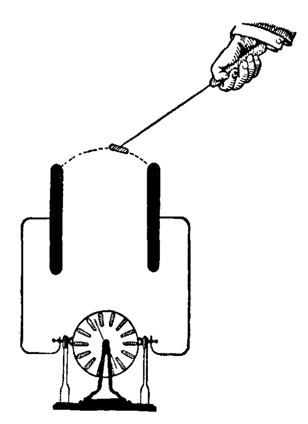


Рис 112. Силы, действующие на незаряженное тело в электрическом поле Вверху — продолговатое небольшое тело из металла или изолятора, могущее вращаться вокруг оси, перпендикулярной к плоскости рисунка («Versorium» Вильям Гильберт, 1600 г., создатель термина «электрический»).

На границах поля хорошо проводящие тела сейчас же заряжаются и как «носители электричества» перелетают к другому электроду. Там весь процесс начинается снова. В случае изоляторов или плохих проводников этот процесс зарядки длится несколько секунд. В течение этого времени тело прилипает к границам поля. Очень красива демонстрация этого явления в теневой проекции с помощью обрывков ваты.

II. *Постоянные электрические моменты.* 1. В каждом заряженном *конденсаторе* заряды противоположных знаков пространственно смещены друг относительно друга; вследствие этого большинство заряженных конденсаторов обладает электрическим моментом. Он отсутствует лишь в том случае, когда одно из тел конденсатора окружает другое в виде замкнутой полости.

К сожалению, внешнее электрическое поле создает *индуцированный* электрический момент и во всяком *незаряженном* конденсаторе. Именно поэтому мы и не могли начать § 36 с эксперимента, так как каждый из наших диполей двигался бы в поле и после устранения его постоянного момента.

2. Смесь воска и смолы вносят в жидком виде в электрическое поле и дают ей застыть в этом поле. При этом индуцированный электрический момент «замерзает» и становится постоянным. Такого рода тела (обычно их после застывания в поле нарезают на стержни) носят название *электреты*. Они ведут себя как очень хороший электрический изолятор с положительными электрическими зарядами на одном конце и отрицательными на другом. Эти заряды можно измерить, произведя индукционный опыт с помощью проградуированного в ампер-секундах зеркального

[1]) В этом положении на электризацию продолговатых тел меньше всего влияет «деполяризация» (см. § 112 и табл. 4).

гальванометра. Обе клеммы его соединяют проводами с металлическими гильзами и одновременно надевают эти гильзы на противоположные концы электрета. При этом измеряют индуцированный в гильзах заряд.

Такого рода электреты могут сохраняться годами; нужно только хранить их в плотно прилегающих металлических капсулах, так как иначе они с течением времени захватывают носители электричества (ионы) из воздуха и покрываются *слоем* зарядов противоположного знака. При этом их электрический момент во внешнем пространстве уже не наблюдается.

3. *Пироэлектрические кристаллы*, например турмалин, обладают постоянным электрическим моментом, который обусловлен расположением атомов в них (Ф. У. Т. Эпинус, 1756 г.). Направление этого момента совпадает с одной из полярных осей кристалла, например в случае стержнеобразных кристаллов турмалина с их длинной осью. Обычно этот постоянный момент кристалла не наблюдается из-за упомянутого выше покровного слоя. Он проявляется только тогда, когда в результате *теплового изменения длины* изменяются элементарные электрические моменты. Погрузим, например, стержень из турмалина длиной около 5 *см* в жидкий воздух. Тогда его момент лишь частично будет маскироваться защитным слоем, и кристалл будет вести себя как хороший электрет, он притягивает обрезки бумаги и т. п. (рис. 113).



Рис. 113 «Борода» из частиц пыли на электрете (турмалин).

Жидкий воздух часто бывает загрязнен пылевидными кристалликами льда. Их удаляют, внося в него турмалиновые электреты.

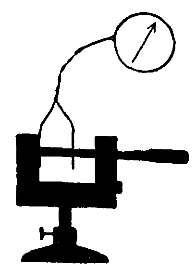


Рис. 114 Кристалл турмалина приобретает электрический момент при сжатии (баллистический гальванометр или статический вольтметр).

Пироэлектрические кристаллы являются одновременно и *пьезоэлектрическими*, т. е. изменяют свой электрический момент и при *механическом изменении длины*, или деформации. Для демонстрации этого явления можно воспользоваться также стержнеобразным кристаллом турмалина. Его помещают между двумя изолированными электродами, соединяют их со статическим вольтметром и сжимают кристалл в продольном направлении с помощью струбцинки (рис. 114).

IV. ЕМКОСТНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТОКА И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

§ 38. Предварительное замечание. Общие сведения об источниках тока. Мы прерывали систематическое изложение данных об электрическом поле в вакууме лишь очень немногочисленными и краткими примерами применения этих полей. Эти примеры должны были только дать нам представление о порядке величины наблюдаемых явлений. В настоящей главе описываются некоторые важные для физической лаборатории применения. К ним в первую очередь относится изготовление емкостных источников тока.

Рис. 115 поясняет общее определение понятия «источник тока», или «генератор». Две пластины конденсатора, или «электроды» A и K соединены с прибором, измеряющим ток. Между этими пластинами имеется очень много пар носителей с зарядами обоих знаков. На рис. 115 схематически изображена только одна из этих пар носителей. Какая-нибудь *электроразделительная сила* увеличивает расстояние между положительными и отрицательными носителями, отсчитываемое в направлении прямой, соединяющей электроды, так что заряды могут войти в электроды. Во время этого движения (а не только тогда, когда заряды дойдут до электродов!) прибор обнаруживает наличие электрического тока. При этом электроразделительные силы должны совершать работу. Эта работа совершается за счет некоторого запаса механической, тепловой или химической энергии.

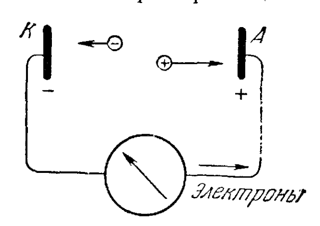


Рис. 115. К определению термина «источник тока». Для демонстрационных опытов пользуются в качестве носителей электричества двумя «ложечками» (заряжаемыми от электростатической машины).

Если мы разорвем проводящее соединение между K и A, то станет невозможным отток зарядов через внешнюю цепь. Поэтому хотя вначале электроразделительные силы и могут увеличивать заряды обоих электродов и тем самым напряжение между ними

но это напряжение не может превзойти некоторое предельное значение, которое целесообразно называть *собственным напряжением источника*[1]). Причина этого в том, что возникающее электрическое поле со своей стороны также создает силы, действующие на заряды, находящиеся между *К* и *А*, и в конце концов эти силы уравновешивают силы электроразделительные.

Совокупность всех этих «электроразделительных» или, короче, просто «разделительных» сил прежде называли «электродвижущими силами». К сожалению, однако, тот же термин одновременно применялся и для обозначения «собственного напряжения источника», что создает нежелательную двусмысленность. Кроме того, этот термин слишком длинен. Поэтому его сокращают как наименование какого-нибудь учреждения и обозначают буквами э. д. с. Во всяком случае необходимо точно разграничивать понятие электроразделительной *силы* и *электрической* величины именно создаваемого этой силой *собственного напряжения* источника.

В емкостных источниках тока заряды помещают на те или иные грубые механические носители электричества и создают электроразделительные силы с помощью простых «машин». Примеры будут даны в §§ 39—41.

§ 39. Индукционные, или электростатические, машины[2]) представляют собой источники малых токов (редко больше чем 10^{-5} *а*) и высокого напряжения (часто свыше 10^5 *в*). Носители электричества попарно заряжаются путем электростатической индукции, а расстояние между ними увеличивают путем их механического перемещения. На рис. 116 этап *I* дает нам картину зарядки носителей в процессе индукции, а этапы *II* и *III* изображают разделение зарядов и их перенос к электродам *К* и *А*. Периодическое повторение этих процессов технически проще всего осуществить при помощи вращения (рис. 117). Носители электричества α и β укреплены на изолирующем вращающемся стержне. Небольшие черные треугольники изображают скользящие контакты, соединяющие эти носители с электродами *К* и *А*. На рис. 120 показан небольшой демонстрационный аппарат, работающий точно по схеме рис. 117. Первоначальное поле между γ и δ создается присоединением этих пластин на короткое время к полюсам батареи. При вращении со скоростью в 10 оборотов в секунду такая машина

---

[1]) Автор вводит здесь немецкий термин «Urspannung», или «eingeprägte Spannung», не очень распространенный в немецкой литературе и не имеющий общепринятого эквивалента в русской. Мы перевели его как «собственное напряжение источника». По-русски эта величина чаще всего называется «электродвижущей силой источника», но двусмысленность этого термина и нежелательность его введения оговорены автором ниже, почему мы и не считали возможным применять его в переводе.— *Прим. перев.*

[2]) Первой индукционной машиной был «электрофор», открытый А. Вольта в 1775 г. и объясненный И. К. Вильке в 1777 г.

может дать ток около 10^{-8} *а*. При исчезновении поля между γ и δ этот ток прекращается. Для этого достаточно коснуться пальцами пластин γ и δ и тем установить между ними *проводящее* соединение.

Рис. 116 и 117. Схема действия машины, основанной на электростатической индукции (или, коротко, «электростатической» машины).

Индукционные машины, предназначенные для практического применения, имеют еще одно добавочное устройство, которое доводит заряд на пластинах γ и δ до очень высокого значения и обеспечивает его сохранение, несмотря на неизбежные потери вследствие плохой изоляции. Для осуществления такого добавочного устройства были предложены два процесса.

В первом, так называемом *мультипликаторном процессе* заряды, полученные путем индукции, не полностью отводят к месту потребления, а сохраняют часть их на носителях α и β и этот остаток переносят при помощи ящиков Фарадея F_1 и F_2 на пластины поля γ и δ (рис. 118, обратить внимание на знаки!). Этим усиливается поле, которое участвует в следующем процессе индукции.

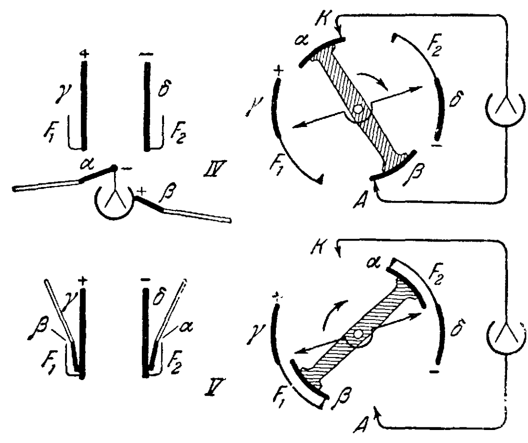


Рис. 118 и 119. Схема действия электростатической машины, работающей по мультипликаторному процессу.

При переходе к вращающимся машинам (рис. 119) уменьшают ящики Фарадея до размеров двух кусков жести, которые охватывают носители только снаружи. Кроме того, при этом соединяют скользящие контакты или электроды не с гальванометром,

а со статическим вольтметром, т. е. с конденсатором. Вследствие этого носители α и β, проходя у электродов K и A, не отдают им весь свой заряд, а сохраняют часть его для передачи в ящики Фарадея F_1 и F_2. На рис. 121 изображена модель, работающая точно по этой схеме. После нескольких

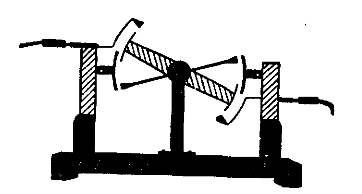


Рис. 120 Наглядная модель электростатической машины Изоляторы, прозрачные в теневой проекции, дополнительно заштрихованы на рисунке.

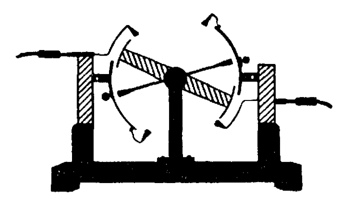


Рис. 121 Наглядная модель машины, работающей по мультипликаторному процессу

оборотов она дает напряжение в несколько тысяч вольт. При этом практически нет необходимости в том, чтобы искусственно создавать исходное напряжение между δ и γ. Почти всегда между этими пластинами существует небольшое случайное напряжение, которое быстро повышается в результате мультипликаторного процесса.

В технических конструкциях таких индукционных машин даже искушенному глазу нелегко разглядеть их простые принципиальные основы. Ниже, на рис. 123 слева изображена такая машина.

Вместо коаксиальных цилиндров применяют радиально-симметричное расположение носителей на стеклянных дисках. Пластины γ и δ и часть скользящих контактов изготовляют по старой привычке из бумаги Пластины α и β большей частью применяются в виде большого числа пар, а иногда вовсе отсутствуют. В последнем случае атомы электричества располагаются прямо на поверхности изолирующей стеклянной пластинки (ср рис. 62). Для целей обучения эти широко распространенные машины совершенно непригодны, так как в них очень трудно за техническими деталями увидеть основные принципы работы.

Во втором процессе индуцирующие заряды сами усиливаются тем же процессом индукции: пластинки α, β и γ, δ имеются в большом количестве и все время меняются ролями.

На рис. 122 изображены два кольца конденсаторов, вращающихся в противоположные стороны Цифрами *1—4* отмечены скользящие контакты, попарно соединенные металлическими стержнями. Положим, что на пластинке, отмеченной жирным знаком +, случайно имеется положительный заряд. Между пластинкой + и контактом *1*, так же как между пластинкой — и контактом *2* имеется слабое электрическое поле, схематически отмеченное двумя силовыми линиями. Пусть внешнее кольцо будет неподвижно, а внутреннее мы повернем против часовой стрелки на три сегмента. После этого поворота мы получаем картину, изображенную на рис. 122, *б*. Вследствие индукции на каждых трех

соответственных пластинках внутреннего кольца возник электрический заряд. Самым существенным здесь является то обстоятельство, что все исходящие из этих зарядов линии поля сходятся в контактах *3* и *4*, соединенных между собой металлом.

Теперь повернем по часовой стрелке внешнее кольцо на три сегмента, удерживая внутреннее кольцо неподвижным. Процесс индукции будет происходить у контактов *3* и *4*, но при этом каждый раз действуют шесть линий поля, т. е. индуцированные заряды будут в три раза больше, чем исходные заряды на рис. 122, *а*. После этого поворота мы получим картину, изображенную на рис. 122, *в*. Все $3 \times 6 = 18$ линий поля заканчиваются соответственно у контактов *1* и *2*.

За этим следует снова вращение внутреннего кольца, но в точках *1* и *2* индуцируют уже 18 линий поля и т. д.

Само собой разумеется, что практически вместо поочередных поворотов то одного, то

Рис. 122. Схема действия электростатической машины Гольтца.

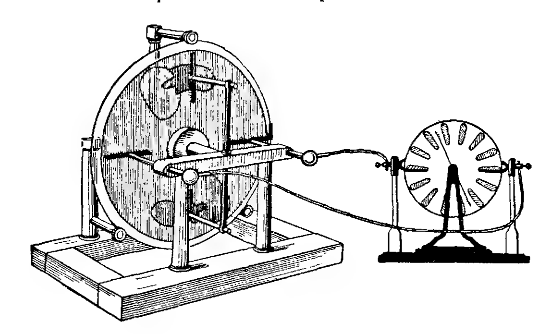


Рис. 123. Слева более старая модель электростатической машины, служащая электродвигателем, справа — машина Гольтца, работающая как генератор.

другого кольца используют непрерывное вращение обоих дисков в противоположные стороны (рис. 122,*г*). В области тупого угла *1 0 4* обе пластины заряжены положительно, а в области *3 0 2* обе они заряжены отрицательно. В этих областях и помещают скользящие щетки *5* и *6*, служащие клеммами для съема тока.

На рис. 123 справа изображена полусхематически очень удобная конструкция такой машины с радиально расположенными конденсаторными пластинами. Это — чрезвычайно широко рас-

пространенная индукционная машина Гольтца. Конденсаторные пластины и здесь не необходимы, заряды могут располагаться непосредственно на поверхности изолирующих дисков (ср. § 18).

Очень поучительно наблюдать работающую машину в темноте, сняв предварительно щетки *5* и *6*. Противоположные заряды в областях *1 0 4* и *3 0 2* отмечаются интенсивным свечением. В положительной области наблюдаются длинные красноватые пучки света, а в отрицательной — фиолетовое сияние (рис. 124).



Рис. 124. Распределение зарядов на работающей электростатической машине Гольтца.

§ 40. Индукционная машина как электродвигатель. Практически индукционная машина применяется только как источник тока, или генератор. Однако в принципе ее можно кинематически обернуть и применять как электродвигатель. На рис. 123 полюсные клеммы двух машин попарно соединены проводами («линиями дальней передачи»). Находящаяся справа машина Гольтца работает как генератор, она приводится во вращение от руки. Со старой машины (слева), работающей по мультипликаторному процессу, снят приводной ремень и тем значительно уменьшено трение в подшипниках. Эта машина начинает вращаться и работает как электродвигатель.

Этот опыт производит впечатление чего-то игрушечного. Однако он очень хорошо выясняет сущность электрической передачи энергии. В конечном счете дело сводится к простой схеме, изображенной на рис. 125. Изменение расстояния между пластинами одного конденсатора увеличивает или уменьшает напряжение, и эти изменения напряжения уменьшают или увеличивают расстояние между пластинами другого конденсатора. Эту схему можно технически использовать самыми разнообразными способами, например для телефона. Представим себе, что верхняя пластина представляет собой тонкую мембрану, прогибающуюся под воздействием звуковых волн. Тогда два человека, говорящие у этих мембран, будут в состоянии вести разговор между собой на

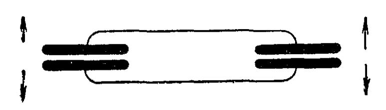


Рис. 125. Схема установки на рис. 123. Вместе с тем это — принципиальная схема статической «телефонной связи» (при практическом осуществлении телефонной связи в один из проводов включается батарея, поддерживающая постоянное напряжение).

большом расстоянии. Такие мембранные конденсаторы называются соответственно *конденсаторным телефоном* и *конденсаторным микрофоном*

§ 41. Емкостные источники тока с очень высоким напряжением (до нескольких миллионов вольт) строятся в настоящее время по схеме рис. 126 Их применяют для опытов искусственного превращения атомов. Поле создается между двумя большими шарообразными электродами *А* и *К*, благодаря чему исключаются все «потери на корону», обусловленные «истечением зарядов на остриях» (ср. рис. 88 и § 27, предпоследний абзац). Электрод *А* соединяется с положительным полюсом небольшой батареи. Второй полюс этой батареи, соединенный со скользящей щеткой *1*, «намазывает» отрицательный заряд на движущийся мимо щетки носитель электричества, имеющий вид бесконечной ленты, приводимой в движение небольшим электродвигателем. Заряд с этой бесконечной ленты снимается внутри полого шара *К* щеткой *2* и полностью переносится на поверхность шара. В целом эта установка представляет собой только техническое развитие демонстрационного опыта, изображенного на рис. 70. Движение носителя электричества вперед и назад заменено здесь непрерывным транспортированием заряда при помощи *движущейся ленты*. Сейчас построены генераторы такого типа с шарами диаметром до нескольких метров. Физики, производящие наблюдения, помещаются внутри шара, где электрического поля нет.

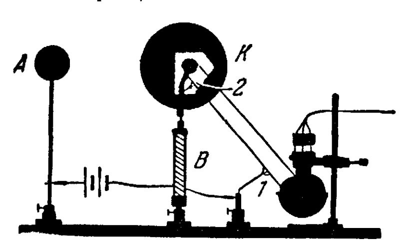


Рис. 126 Статический генератор высоких напряжений без потерь на искрение Внутренность шара сделана доступной обозрению через два окошка. *В* — изолятор, внизу справа — электродвигатель.

Можно отказаться от небольшой батареи и заряжать ленту путем *электризации трением* между щеткой и лентой. Тогда мы получаем по существу старую электрическую машину трения (Отто фон Герике, 1672 г.) с некоторыми техническими видоизменениями. Вращающийся носитель электричества имеет здесь вид не барабана или диска а бесконечной ленты.

Ленточные носители электричества могут изготовляться бо́льших размеров, чем дискообразные, и поэтому можно получать бо́льшие пути разделения зарядов и более высокие напряжения (генераторы Валькье де Сен-Аманд с длиной ленты 7,5 *м*, 1784 г. и Р. ван де Граафа, 1933 г.).

§ 42. Экранирование от электрических полей. Защитные ящики. Часто возникает необходимость экранировать то или иное пространство от электрического поля. Показанные на рис. 127 явления индукции указывают, как это можно осуществить: нужно

окружить защищаемое пространство замкнутой проводящей оболочкой. При этом хотя поле и создает на внешних стенках этой оболочки индуцированные заряды, но пространство внутри проводящей оболочки остается совершенно свободным от поля. Нет даже необходимости в том, чтобы оболочка была совершенно сплошной. Достаточно ящика из проволочной сетки с не слишком

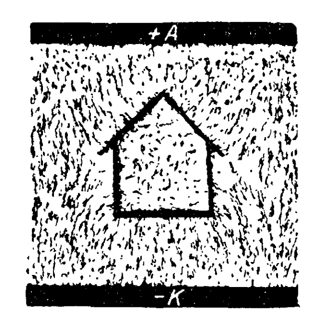


Рис. 127 Разрыв линий электрического поля на границах полого пространства.

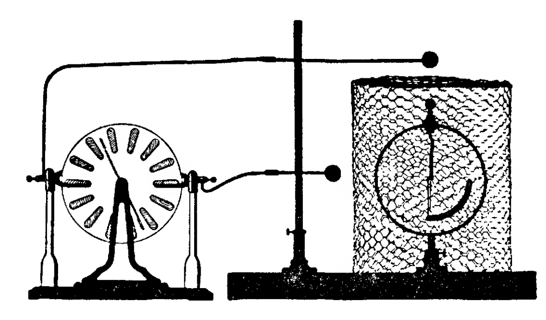


Рис. 128. Экранирование от электрического поля сеткой. (И. С. Вайтц. 1745 г.) Вольтметр, как на рис. 25.

большими ячейками («ящик Фарадея»), чтобы практически во внутренней полости не было линий поля. Это демонстрирует установка, изображенная на рис. 128.

При отсутствии ящика статический вольтметр обнаруживает большое отклонение, при наличии же его он не обнаруживает никакого напряжения Можно повысить напряжение и заставить проскакивать между шарами и ящиком громко трещащие искры, но внутри ящика никаких искр мы не увидим, ибо для образования искры должно ранее существовать поле.

Во время проскакивания искр по стенкам ящика идет слабый ток. По закону Ома при этом между конечными точками пути тока возникает некоторое напряжение, создающее поле и внутри ящика Однако это поле очень слабо, и его индукционное действие не обнаруживается вольтметром.

Описанные выше защитные ящики играют важную роль в лабораторной практике и в технике. Техника использует их, например, для защиты от поражения молнией. Пороховые склады, например, окружают проволочной сеткой с большими ячейками. Не следует только в качестве дополнительного защитного мероприятия вводить внутрь этой защитной оболочки изолированные водопроводные трубы для пожарных гидрантов. При этом, естественно, молния может проскочить через здание от проволочного ящика к водопроводной трубе, и катастрофа налицо. Практика знает много случаев такого рода с подобными установками, к сожалению, недостаточно широко известных.

Полое тело с введенными в него изолированными проводниками представляет собой не защитный ящик, а конденсатор. Это нужно будет особенно иметь в виду позже, когда мы будем говорить о быстро изменяющихся полях, возникающих при электрических колебаниях.

§ 43. Количественные данные о распаде поля. Мы начнем с рис. 72 на стр. 53 и рассмотрим процесс распада поля количественно. Пусть емкость конденсатора есть C, напряжение между его пластинами U, его заряд $q = CU$. В проводнике, разрушающем поле, проходит ток I. Тогда очень малое по сравнению с q изменение заряда есть

$$-dq = I\,dt = -CdU. \tag{43}$$

Положим, что для проводника справедлив закон Ома, т. е. отношение U/I имеет постоянное значение R. Тогда мы можем подставить в это равенство $I = U/R$; получаем:

$$dt = -CR\frac{dU}{U} \quad \text{и} \quad \ln\frac{U}{U_0} = -\frac{t}{CR}, \tag{44}$$

т. е.

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{CR}}, \quad \text{или} \quad I = I_0 e^{-\frac{t}{CR}}. \tag{45}$$

(Величина $\tau = C \cdot R$ называется *временем релаксации* (или постоянной времени) данной системы; за это время напряжение падает до доли $1/e = 37\%$ от начального значения.)

Последние равенства говорят, что напряжение и ток при распаде поля спадают с течением времени по экспоненциальному закону. Пример такого закона можно найти на рис. 72. Время t_n, за которое напряжение или ток уменьшаются вдвое по сравнению с тем значением, которое они имели в произвольно выбранный начальный момент, называется *периодом полураспада*. При этом сопротивление проводника, разрушающего поле, равно

$$R = \frac{1}{0,693}\frac{t_n}{C}. \tag{46}$$

Этот способ измерения сопротивления практически является единственным возможным, когда измеряемое сопротивление превышает 10^7 *ом*. Спадание напряжения измеряют при помощи статического вольтметра.

§ 44. Статические вольтметры с вспомогательным полем. В измерительной технике чувствительность, вообще говоря превосходных, двухнитных вольтметров иногда оказывается недостаточной. В этих случаях применяют статические вольтметры с вспомогательным полем. Наиболее распространенными конструкциями являются однонитный вольтметр и квадрантный вольтметр (часто

называемый квадрантным электрометром). Оба эти прибора представляют собой только технические варианты прибора, который мы применяли в наших фундаментальных опытах (рис. 96).

На рис. 129 показан однонитный вольтметр. Две конденсаторные пластины *A* и *K* заменены здесь двумя ножами, а дискообразный носитель электричества — тонкой платиновой проволокой α, натягиваемой при помощи кварцевой дужки. Движение

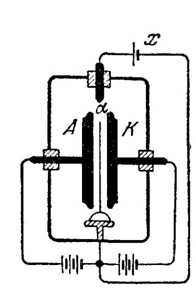


Рис. 129. Однонитный, или струнный вольтметр (электрометр). *x* — неизвестное измеряемое напряжение.

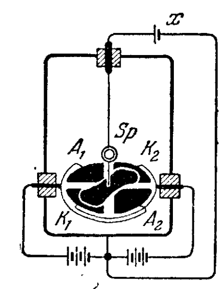


Рис. 130. Квадрантный вольтметр (электрометр). *x* — неизвестное измеряемое напряжение.

нити наблюдается в микроскоп. Этот прибор дает возможность надежно измерять напряжения до $^1/_{100}$ *в*, время его установки измеряется десятыми долями секунды.

На рис. 130 изображен квадрантный вольтметр. Радиальная симметрия этого прибора допускает только вращательные движения. Вместо конденсаторных пластин *A* и *K* (рис. 96) мы имеем здесь две пары пластин, A_1, A_2 и K_1, K_2, имеющих вид квадрантов, а вместо дискообразного носителя электричества — металлическую «стрелку» своеобразной формы («бисквит»), подвешенную на нити и могущую вращаться. Отсчет производится обычно с помощью зеркальца *Sp* и светового указателя. Калибровочный фактор достигает 10^4 делений шкалы на вольт, но зато время установки в соответствии с собственным периодом колебаний вращающейся системы, который измеряется многими секундами, очень велико. В современных конструкциях этот недостаток устраняется применением очень маленьких стрелок, которые крепятся на натянутой с двух сторон нити.

V. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

§ 45. Создание магнитных полей различного вида при помощи электрических токов (Хр. Эрстед, 1820 г.). Во вводном обзоре главы I мы указали три отличительных признака тока в проводнике: 1) окружающее проводник магнитное поле, 2) нагревание и 3) химические превращения в проводниках.

Эти три признака не равноценны. Химические превращения не имеют места в технически важнейших проводниках, металлах. При определенных условиях может отсутствовать нагревание проводника (сверхпроводимость, гл. XXVIII). Но магнитное поле сохраняется при всех условиях. *Магнитное поле — это неотделимый спутник электрического тока.*

Магнитное поле, так же как и электрическое, может существовать в пустом пространстве. Наличие молекул воздуха (ср. рис. 55) имеет совершенно второстепенное значение. Познакомиться с магнитным полем мы также можем только при помощи опыта. Мы наблюдаем в магнитном поле иные процессы, чем в обычном пространстве. Это и здесь имеет решающее значение. Важнейшим из этих процессов до сих пор было расположение железных опилок в виде цепочек, дающих картину линий магнитного поля.

Теперь мы продолжим изучение магнитного поля и начнем с рассмотрения некоторых типичных форм магнитного поля.

Линии магнитного поля длинного прямолинейного проводника, по которому идет ток, имеют вид концентрических колец (рис. 4).

Картина линий магнитного поля кругового проводника показана на рис. 131. Кольца этих линий представляются нам несколько смещенными эксцентрически наружу и слегка деформированными. Поставим несколько круговых витков рядом друг с другом (рис. 132). Теперь картины линий поля отдельных витков накладываются одна на другую. При этом можно считать, что каждый виток присоединен к отдельному источнику тока. Однако удобнее направить через все витки один и тот же ток. Проще всего сделать это, свернув проволоку в спираль (рис. 133 и 134).

Компасная стрелка обычно указывает одним своим концом на север. Этот конец называют северным полюсом стрелки и отмечают

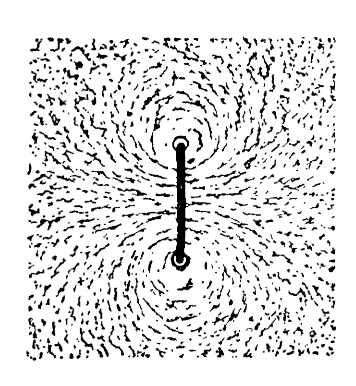


Рис. 131. Линии магнитного поля кругового проводника с током, сделанные видимыми при помощи железных опилок.

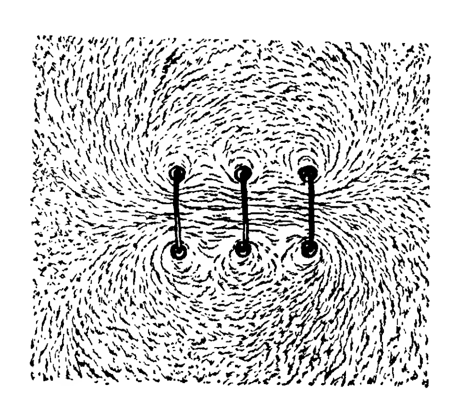


Рис. 132. Линии магнитного поля трех параллельных круговых токов одинаковой силы.

его острием нарисованной стрелки. В магнитном поле катушки компасная стрелка повсюду устанавливается в направлении линий поля (рис. 133). *Условно называют положительным направлением линий поля направление от тупого конца стрелки к ее острию.*

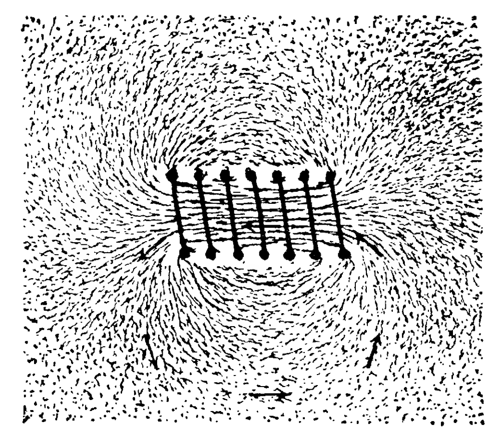


Рис. 133 Линии магнитного поля короткой катушки, по которой идет ток. Стрелки на рисунке означают находящиеся в соответствующих точках небольшие компасные стрелки, причем острие соответствует северному полюсу магнитика. Положительный полюс источника находится в верхнем левом углу катушки.

Такое же поле, какое дает одна катушка, можно получить и от пучка тонких катушек такой же длины. Нужно только, чтобы этот пучок имел такое же общее поперечное сечение и чтобы через все катушки проходил ток такой же величины. На рис. 135 показана экспериментально полученная подобным образом картина линий поля. Нужно сравнить ее с рис. 134. Легко понять этот экспериментальный результат. На рис. 136 нарисован пучок катушек в поперечном разрезе,

причем для упрощения рисунка сечения всех катушек выбраны квадратными. Мы видим, что внутри пучка на рис. 136 всюду имеются смежные параллельные токи, противоположно направленные. Действия этих токов взаимно уничтожаются и остается

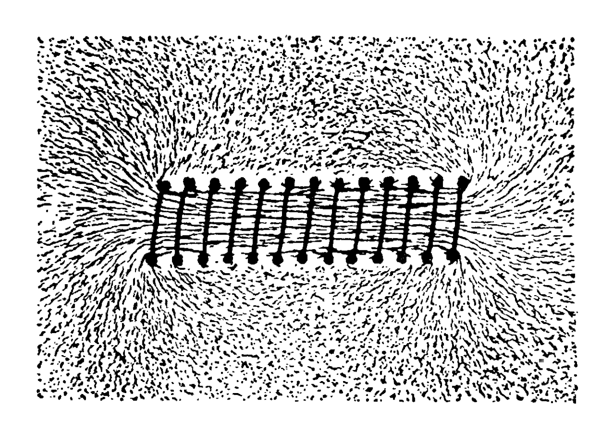


Рис. 134. Линии магнитного поля длинной катушки с током. Внутри катушки поле однородно.

только действие частей витков, расположенных на поверхности пучка катушек и отмеченных на рисунке жирными линиями. Таким образом, действенным остается только ток, соответствующий одной катушке, охватывающей весь пучок.

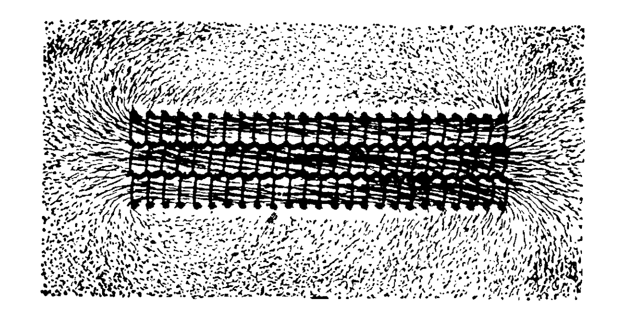


Рис. 135. Магнитное поле пучка катушек. В этом модельном опыте отдельные катушки полностью отделены друг от друга. Кажущееся зигзагообразное соединение между ними обусловлено скоплением железных опилок между смежными проводами.

На концах катушек линии поля выходят в окружающее пространство. Они проходят не только через отверстия катушек, но и вблизи их в промежутки между витками. По аналогии со стерж-

необразными магнитами эти *области, в которых линии поля выходят наружу, называют полюсами катушки*. Катушка, по которой проходит ток, вообще ведет себя совершенно так же, как магнит, имеющий форму стержня. Укрепленная на вертикальной оси или подвешенная на нити, она подобно компасной стрелке устанавливается в направлении север — юг. Если посыпать катушку железными опилками, то к концам ее пристают толстые «бороды» (ср. рис. 138), а средняя часть свободна от опилок. Линии поля выходят наружу тоже только в областях, называемых «полюсами». По мере увеличения длины катушки области поля, которые мы назвали полюсами, приобретают все меньшее и меньшее значение по сравнению с полем внутри катушки. Ср., например, рис. 133 и 134.

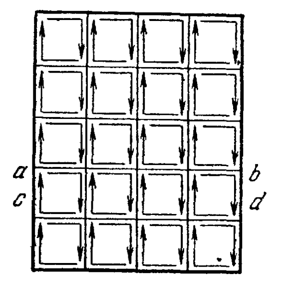
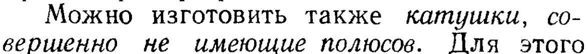


Рис. 136. Схема пучка *длинных* отдельных катушек квадратного сечения. *ab* — плоскость рис. 198, *cd* — плоскость рис. 135.

Можно изготовить также *катушки, совершенно не имеющие полюсов*. Для этого



нужно только намотать катушку в виде замкнутого кольца. Пример показан на рис. 137. Здесь поперечное сечение катушки всюду одно и то же, но это не обязательно. Подбирая соответственным образом расстояние между витками, можно изготовить и катушки с переменным поперечным сечением, не имеющие полюсов.

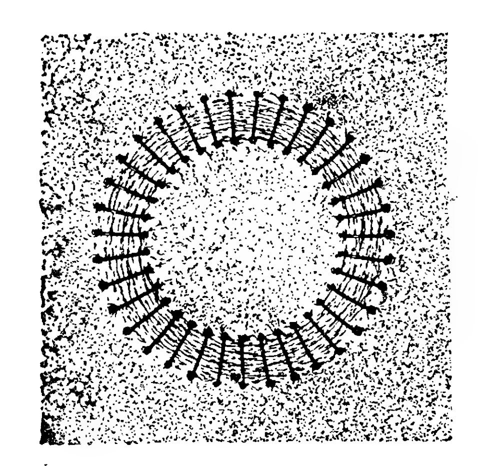


Рис. 137. Линии магнитного поля кольцевой катушки.

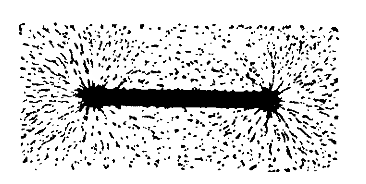


Рис. 138. «Борода» из железных опилок у концов катушки, по которой идет ток.

Сделаем общий вывод: *форма магнитных полей проводников с током определяется формой этих проводников*.

В длинных катушках линии магнитного поля внутри катушки практически представляют собой прямые линии, если оставить

в стороне короткие полюсные области. Кроме того, эти линии всюду одинаково отстоят друг от друга. Мы имеем *однородное* поле.

При изучении магнитного поля однородное магнитное поле длинных катушек играет такую же роль, какую играло однородное электрическое поле плоского пластинчатого конденсатора при изучении электрического поля. Мы будем пользоваться им очень часто.

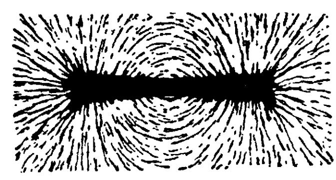
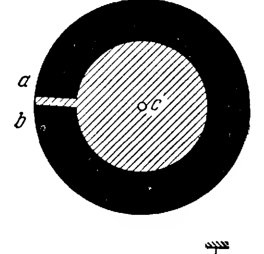


Рис. 139. «Борода» из железных опилок у концов стержневого магнита тех же размеров и такой же формы, что и катушка на рис. 138.

Магнитные поля, создаваемые *стальными магнитами*, ничем не отличаются от магнитных полей катушек, по которым идет ток. Это означает, что магнитное поле всякого стального магнита мы можем заменить во внешнем пространстве полем катушки той же формы и величины, что и стальной магнит. Нужно только позаботиться о правильном распределении витков. Причина этого совпадения будет выяснена в § 48. На рис. 139 «полюсные области» часто применявшегося нами стержневого магнита сделаны видимыми при помощи «бород» из железных опилок.

§ 46. Движение электрических зарядов создает магнитное поле. Опыты Роуланда (1876 г.). Последние параграфы сделали еще более ясной тесную связь между током и магнитным полем: ток в проводниках был нужен нам не только для создания магнитных полей, но и для их измерения.



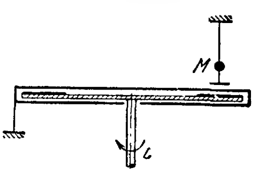


Рис 140. Опыт Роуланда. Диаметр кольцеобразного носителя электричества около 20 *см*.

Ток в проводнике представляет собой движение атомов электричества вдоль этого проводника (§ 21). Теперь следует нечто поразительное: *движение электрических зарядов* само по себе обусловливает возникновение магнитного поля. Все остальные детали процесса не имеют никакого значения. Проводник — медная проволока — служит только направляющей этого движения, как бы «трубой», по которой текут атомы электричества. Это вытекает из опыта Роуланда.

На рис. 140 показан вид спереди *кольцеобразного носителя электричества*, находящегося на изолирующем диске, отмеченном штриховкой. В точках *a* и *b* кольцо разорвано узкой щелью. На том же рисунке ниже мы видим в поперечном разрезе этот же

носитель электричества, укрепленный на вертикальной оси C и помещенный в заземленный металлический ящик. Между кольцеобразным носителем и этим ящиком мы можем создать напряжение, скажем, в 10^3 *в*; тогда на носителе имеется заряд q, равный примерно 10^{-7} *а·сек*. В M помещается схематически изображенный на рисунке чувствительный магнетоскоп, т. е. небольшая магнитная стрелка со световым указателем (в положении покоя ось стрелки перпендикулярна к плоскости рисунка). Заряженный носитель приводится в быстрое вращение; пусть он делает N оборотов за t секунд (частота вращения $N/t \sim 50$ *сек*$^{-1}$). Во все время вращения заряженного кольца наш магнетоскоп обнаруживает существование магнитного поля. Таким образом, *не только заряды, движущиеся в проводящей проволоке, но и заряды, перемещаемые механически, создают магнитное поле.*

Можно усложнить эту установку и заставить вращаться в противоположном направлении и внешнюю коробку. При этом отклонение магнетоскопа удваивается. Мы имитируем здесь ток проводимости, в котором заряды обоих знаков движутся в противоположных направлениях.

Во второй части опыта носитель разряжается, в точках a и b к нему присоединяются провода и через кольцо посылают такой ток ($\approx 10^{-5}$ *а*), который создает то же магнитное поле, что и вращающийся заряженный проводник. Оказывается, что при этом

$$I = q\frac{N}{t}. \qquad (49)$$

Введем в это соотношение скорость носителя u и длину пути $l=2\pi r$. Имеем

$$u = \frac{Nl}{t}, \quad \text{или} \quad \frac{N}{t} = \frac{u}{l}. \qquad (50)$$

Подстановка в равенстве (49) дает нам важное соотношение

$$\boxed{I = q\frac{u}{l}.} \qquad (51)$$

Или словами: *заряд q, перемещаемый вдоль пути l со скоростью u, действует так же, как ток $I = qu/l$.*

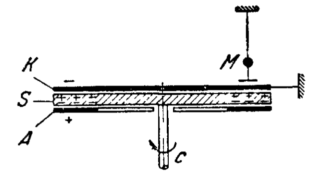


Рис. 141. Опыт Рентгена.

На рис. 141 изображен вариант опыта Роуланда, принадлежащий В. Рентгену и получивший широкую известность как мастерский образец изощренного экспериментального искусства. Вращающийся носитель электричества S (проводник или изолятор) несет на себе только заряды противоположного знака, индуцированные на верхней и нижней сторонах. Так как эти заряды вращаются в одном направлении, но

находятся на несколько различном расстоянии от магнетоскопа, находящегося *вне* конденсатора, то на последний будет действовать только небольшая *разность* их магнитных полей.

§ 47. Магнитные поля постоянных магнитов также создаются движением электрических зарядов. В наших первых опытах мы получали магнитные поля с помощью токов в металлических проводах. Далее мы создавали магнитные поля при помощи механического движения зарядов. Теперь мы переходим к третьему, наиболее давно известному способу: к созданию магнитных полей постоянными магнитами. Как возникают магнитные поля постоянных магнитов?

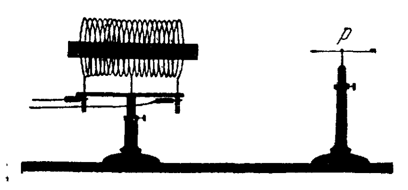


Рис. 142. Введение в катушку железного сердечника действует так же, как увеличение числа ее ампер-витков.

Мы снова начнем с опыта и возьмем катушку, по которой проходит ток (рис. 142). Пусть магнитное поле этого тока еще может быть обнаружено в точке P, и помещенная там магнитная стрелка отклоняется на угол α. Каким образом мы можем усилить магнитное поле и увеличить отклонение α?

Первый способ: мы увеличиваем ток в катушке I или число ее витков n или обе эти величины; так или иначе мы увеличиваем произведение $I \cdot n$, т. е. число ампер-витков катушки.

Второй способ: мы вводим в катушку железный сердечник, т. е. ранее ненамагниченный кусок железа.

Отсюда мы можем сделать следующий вывод: *железо увеличивает число ампер-витков*. Однако оно не увеличивает ни числа витков проволоки в катушке, ни измеряемого амперметром тока через нее. Следовательно, внутри железа должны циркулировать по невидимым путям токи того же направления, что и ток в катушке. «Ампер-витки» этих токов складываются с видимыми ампер-витками катушки. Такое представление не связано ни с какими трудностями. Как показывает опыт Роуланда, мы должны только допустить, что в железе имеют место какие-то круговые движения электрических зарядов по замкнутым траекториям. Атомы электричества имеются во всех телах. В первом приближении мы можем считать, что в железе они движутся по замкнутым круговым траекториям. Эту предварительную, но уже весьма полезную картину называют картиной *молекулярных токов*. Ее можно сделать наглядной при помощи грубой графической схемы, показанной на рис. 143. Сравните эту схему с картиной поперечного сечения пучка катушек на рис. 136.

Молекулярные токи должны существовать в каждом куске железа еще до того, как он был внесен в магнитное поле, но

только расположение их в среднем было беспорядочно. Упорядочивание, или ориентация, этих токов происходит только в магнитном поле катушки: оси токов выстраиваются параллельно оси катушки. Каждая отдельная молекулярная траектория тока ведет себя, как вращающаяся катушка на рис. 10.

Прекратим действие магнитного поля катушки либо вынув сердечник из нее, либо разомкнув ток в цепи катушки. При этом поле, создаваемое железом, значительно ослабевает, но не исчезает полностью. Большая часть молекулярных токов снова принимает хаотическое, неупорядоченное расположение, и только небольшая часть сохраняет полученное ими преимущественное направление. В железе наблюдается «остаточное» намагничивание, оно превратилось в *постоянный магнит* (компасную стрелку).

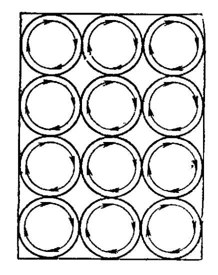


Рис. 143. Грубая схема упорядоченных молекулярных токов.

Во всем этом изложении существенное значение имел только один пункт: существование каких-то вращательных движений элементарных зарядов внутри железа. Этот решающий пункт поддается экспериментальной проверке: можно обнаружить и измерить механический импульс вращения атомов электричества.

Напомним о следующем механическом опыте. Человек сидит на вращающемся стуле и держит в руке какое-нибудь вращающееся тело, например колесо. Положим, что вначале плоскость вращения была произвольно ориентирована относительно оси тела, а стул был неподвижен. Затем человек устанавливает плоскость вращения перпендикулярно к оси своего тела (рис. 144). При этом человек получает вращательный импульс и начинает поворачиваться вокруг своей оси. Это вращение постепенно затухает вследствие трения в подшипниках вращающейся скамейки.



Рис. 144. К закону сохранения вращательного импульса.

Теперь представим себе, что мы заменили человека железным стержнем, а колесо — неупорядоченно вращающимися атомами электричества. Железный стержень подвешен, как показано на рис. 145, по оси катушки. При включении в катушку тока плоскости вращения обращающихся по замкнутым траекториям атомов электричества устанавливаются перпендикулярно к оси стержня или катушки, и железный стержень приходит во вращательное движение вокруг этой оси.

При практическом выполнении этого опыта току дают проходить через катушку лишь в течение очень короткого времени (10^{-3} *сек* — разряд конденсатора). Мы используем, следовательно, только небольшую долю молекулярных токов, которые остаются ориентированными и после прохождения тока и обусловливают постоянное намагничивание железа. При длительном токе успеху опыта помешали бы неизбежные неоднородности магнитного поля катушки. Железный стержень при этих условиях постепенно втягивался бы в область наибольшей напряженности магнитного поля, как в опыте на рис. 11. К сожалению, этот основной опыт не поддается демонстрации в большой аудитории.

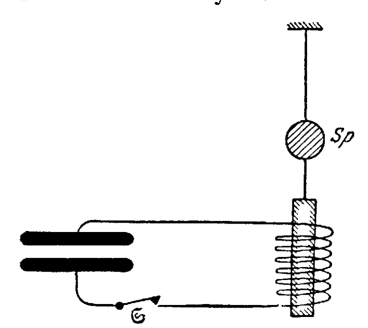


Рис. 145. Схема опыта для обнаружения молекулярных токов в железе. Однородность магнитного поля катушки недостаточна для того, чтобы можно было применять длительно идущий ток.

Количественная трактовка этого опыта будет дана в главе XXVIII.

Это экспериментальное обнаружение импульса вращения позволяет нам теперь сказать: магнитные поля постоянных магнитов также создаются движением электрических зарядов.

Прежде причину магнитного поля постоянных магнитов искали в особых «магнитных субстанциях». Магнитные линии, подобно электрическим, должны были начинаться на одном теле и кончаться на другом. На этих разделенных концах должны были находиться магнитные заряды противоположных знаков. Все попытки осуществить такое разделение оказались безуспешными, и картина молекулярных токов делает эту неудачу понятной. В конечном счете в этой картине постоянный магнит представляет собой пучок катушек, по которым идет ток, а в таких катушках существуют только замкнутые линии поля, не имеющие ни начала, ни конца. Уточнение этой картины будет дано в главе XXVIII.

§ 48. Резюме. При движении электрических зарядов возникают магнитные поля [1]). Они накладываются на всегда имеющиеся электрические поля. Вид магнитного поля определяется формой пути тока, т. е. траекторией движущихся зарядов.

Магнитное поле длинной катушки однозначно определяется отношением числа ампер-витков к длине катушки. Эту величину называют поэтому напряженностью магнитного поля $\mathfrak{H}$; единица: *ампер на метр*. Напряженность в любой точке произвольного магнитного поля можно измерить, сравнивая ее с полем длинной катушки.

---

[1]) Обратное положение неверно! В § 60 мы познакомимся еще и с другим способом возникновения магнитного поля.

VI. ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

§ 49. Предварительное замечание. Для покоящегося наблюдателя покоящиеся электрические заряды создают только электрическое поле, а движущиеся электрические заряды, сверх того, и магнитное поле. Эта связь между магнитным и электрическим полями вытекает из опытов Роуланда. Еще более тесная связь между обоими полями проявляется в явлениях электромагнитной индукции. В настоящей главе будут изложены экспериментальные факты, в последующих будет выявлено их значение.

§ 50. Явления электромагнитной индукции (М. Фарадей, 1832 г.). Пусть мы имеем магнитное поле любого происхождения, например, как показано на рис. 146, поле короткой *катушки поля Sp*, по которой идет ток. В этом магнитном поле находится другая проволочная катушка *J*, которую мы будем всегда в дальнейшем называть *индукционной катушкой*. Ее концы соединены с вольтметром, имеющим короткое время установления. С помощью этих вспомогательных средств мы будем производить опыты трех различных типов:

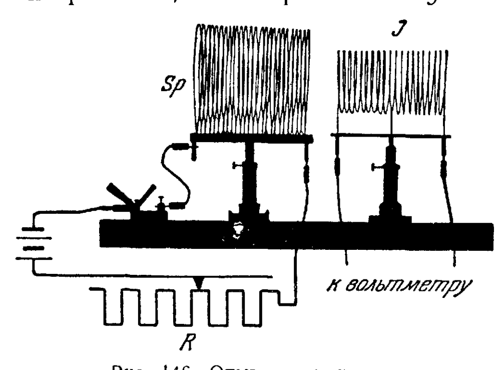


Рис. 146. Опыт индукции.

1. Оставляя неизменным положение индукционной катушки в магнитном поле, мы будем изменять это поле, изменяя идущий через катушку ток (регулировочный реостат *R* и выключатель).

2. Мы будем изменять положение индукционной катушки относительно катушки поля, поворачивая или передвигая ее.

3. Вместо изображенной на рисунке индукционной катушки мы возьмем кольцевидную катушку из мягкой изолированной проволоки и будем деформировать ее в магнитном поле, т. е.

изменять ее поперечное сечение и при этом перемещать отдельные части этой индукционной катушки друг относительно друга.

Во всех трех случаях *во время процесса* мы наблюдаем возникновение между концами индукционной катушки *J* электрического напряжения, измеряемого в вольтах. Его величина зависит от скорости процесса. При быстром повороте, например, ход отклонений вольтметра имеет вид, изображенный на рис. 147, *а*: высокое напряжение в течение короткого времени. При медленном движении мы наблюдаем такую картину, как на рис. 147, *б*: маленькое напряжение в течение более длительного времени.

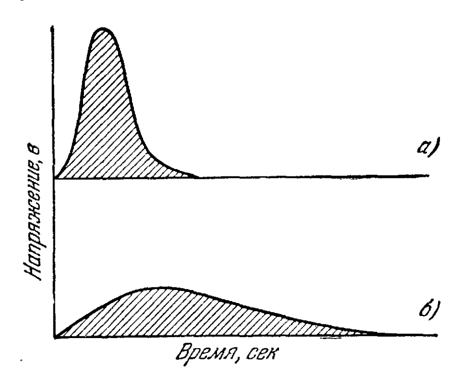


Рис. 147 Два одинаковых по величине «импульса тока» или две «суммы напряжения по времени», измеряемые в вольт-секундах.

Величина заштрихованной на рисунках площади дает нам соответственные значения «интеграла напряжения по времени» ($\int U\,dt$) или «импульса напряжения», измеряемого в вольт-секундах. Мы имеем здесь аналогию с интегралом тока по времени, измеряемым в ампер-секундах, о котором мы подробно говорили в § 10.

Для количественного изучения процессов индукции мы будем измерять импульсы напряжения по баллистическим отбросам гальванометра с большим периодом колебаний.

Его калибровка в вольт-секундах осуществляется аналогично описанной в § 10 калибровке в ампер-секундах (рис. 148). Мы подключаем к гальванометру на короткие, но точно известные промежутки времени заданное напряжение. Для этого служит изображенный на рис. 39 секундомер-выключатель. Известное напряжение подходящей величины получается с помощью делителя напряжения по схеме рис. 33.

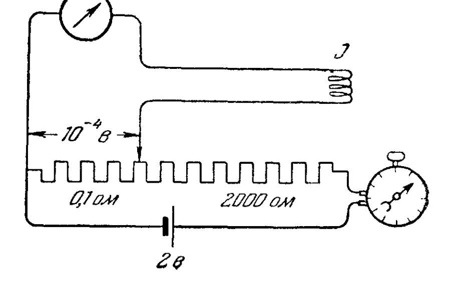


Рис. 148. Гальванометр с вращающейся катушкой, включенный в цепь индукционной катушки *J* (ср. рис. 154), может быть прокалиброван для измерения импульсов напряжения в вольт-секундах.

Наблюдают отклонения α при различных значениях произведения $U \cdot t$, вычисляют отношение Ut/α (импульса напряжения к баллистическому отклонению) и во всех случаях получают одно и то же значение, например

$$B_U = 2{,}4 \cdot 10^{-5} \, \frac{\text{в} \cdot \text{сек}}{\text{дел. шкалы}} .$$

Это и есть баллистическая цена деления гальванометра.

Воспользуемся прокалиброванным гальванометром и повторим с его помощью указанные выше три опыта. При этом мы устанавливаем следующее важное обстоятельство: *для процесса индукции имеет значение только относительное движение индукционной катушки и катушки поля.* Поэтому опыт 2 всегда можно свести к опыту 1. Достаточно только изменить систему отсчета и рассматривать опыт 2, считая индукционную катушку неподвижной. Тогда последняя остается в покое и изменяется только пронизывающее ее магнитное поле, как и в опыте 1.

Таким образом, при количественном изучении процесса индукции нам достаточно изучить в отдельности опыты 1 и 3.

§ 51. Количественное изучение индукции в покоящихся катушках. Для количественного изучения процесса индукции мы воспользуемся однородным магнитным полем внутри длинных создающих поле катушек различной длины l и с разным числом витков n.

Мы будем далее производить опыты с индукционными катушками разного вида и с различным числом витков n_J. Первая индукционная катушка J охватывает катушку поля Sp снаружи, как показано на рис. 149, вторая находится целиком внутри магнитного поля (рис. 150), третья имеет форму плоского прямоугольника и состоит из нескольких сотен витков изолированной проволоки. Эту третью катушку можно либо вдвигать в катушку поля

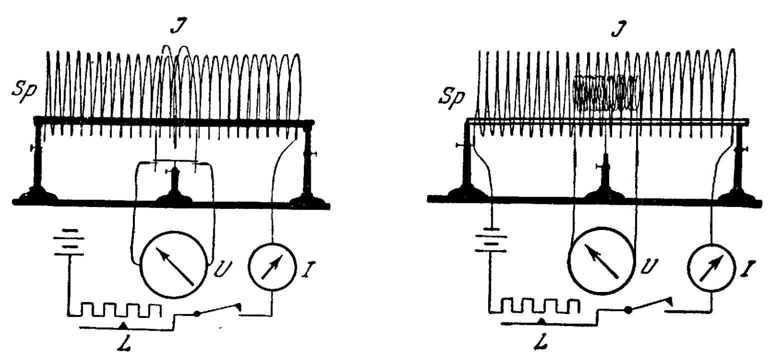


Рис. 149 и 150. К выводу закона индукции.

сбоку между двумя витками, причем в поле будет находиться часть ее площади F_J, либо поместить целиком в поле и поворачивать вокруг вертикальной оси a, как показано на рис. 151. Во всех случаях индукционная катушка охватывает определенный пучок линий магнитного поля; поперечное сечение этого пучка, измеряемое перпендикулярно к линиям поля, мы будем обозначать буквой F.

Пусть индукционная катушка с поперечным сечением F_J находится целиком в поле (рис. 150). Тогда $F=F_J$, если оси обеих катушек параллельны, $F=F_J/\sqrt{2}$, если мы повернем индукционную катушку на 45° и $F=F_J/2$, если половина площади индукционной катушки выдвинута из катушки поля через боковой прорез в ней. Если индукционная катушка охватывает катушку поля снаружи (рис. 149), то

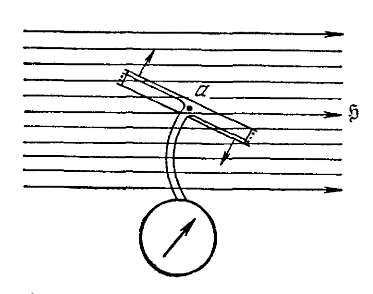


Рис. 151 Разрез прямоугольной индукционной катушки, которую можно поворачивать в однородном магнитном поле вокруг вертикальной оси (a).

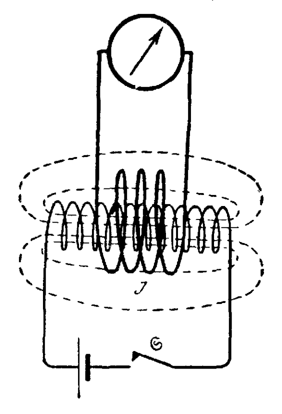


Рис. 152. Уменьшение индуцированного импульса напряжения, вызываемое идущими в обратном направлении линиями короткой катушки поля.

независимо от наклона катушки всегда $F=F_{Sp}$, где F_{Sp} — поперечное сечение катушки поля.

В этом случае нужно только учитывать ошибку, которая может быть вызвана «обратными» линиями поля, как это показано на рис 152. По этой причине диаметр индукционной катушки не должен слишком превосходить диаметр катушки поля.

Теперь переходим к опытам. Будем попеременно включать и выключать ток I в катушке поля. При этом каждый раз наблюдается определенный импульс напряжения $\int U\,dt$ в индукционной катушке. Оказывается, что этот импульс напряжения *пропорционален*:

1) току I,

2) значению отношения n/l, т. е. отношению числа витков n катушки поля к ее длине l,

3) числу витков индукционной катушки n_I,

4) поперечному сечению F пучка линий магнитного поля, охватываемых индукционной катушкой (см. выше).

Все результаты измерений этого рода можно выразить одной формулой:

$$\frac{\int U\,dt}{n_I F}=\mu_0\frac{nI}{l}, \qquad (52)$$

в которой μ_0 — постоянный множитель, т. е. множитель пропорциональности, имеющий для вакуума и практически для воздуха значение

$$\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6} \ \frac{в \cdot сек}{а \cdot м}$$

(ср. § 275).

Этот множитель целесообразно назвать *«постоянной электромагнитной индукции»* или *«постоянной магнитного поля»*[1]).

Мы оставили здесь в стороне вопрос о знаке импульса напряжения, как не имеющий пока существенного значения. При включении тока в катушку поля токи в проводах индукционной катушки и в проводах катушки поля направлены противоположно; поэтому в равенстве (52) следовало бы справа поставить знак «минус». При выключении тока в катушке поля оба эти поля направлены одинаково. Мы вернемся еще к этому вопросу в § 56.

§ 52. Плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ и напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}$[2]). В формулу (52), кроме множителя пропорциональности μ_0, входят две физические величины: в левую часть

[1]) Как мы уже отмечали (см. примечание на стр. 48), в немецкой литературе явление электростатической индукции обозначается термином «Influenz», а электромагнитной — термином «Induktion». В соответствии с этим множитель ε_0 в формуле (5), стр. 59, носит название «Influenzkonstante», множитель μ_0 — «Induktionskonstante». Поскольку в русском языке нет таких двух терминов, приходится называть множитель ε_0 «постоянной электростатической индукции», а множитель μ_0 — «постоянной электромагнитной индукции». Лишь в тех случаях, где смешение этих понятий исключено, мы будем говорить просто об «индукционной постоянной», или «постоянной индукции».— *Прим. перев.*

[2]) В подлиннике величина $\mathfrak{B}$ называется «Kraftfluszdichte», а величина Φ (см. следующий параграф) — «Kraftflusz». Буквально следовало бы перевести эти термины как «плотность силового потока» и «силовой поток». В русской литературе, однако, эти термины не приняты. Величину Φ чаще всего называют «магнитным потоком», а величину $\mathfrak{B}$ — «магнитной индукцией». Мы сохранили в переводе первый термин, но второй заменили на термин «плотность магнитного потока», который яснее характеризует физический смысл этой величины.

Единицы «гаусс» и «эрстед», упоминаемые в тексте, являются единицами так называемой абсолютной системы, часто применяемой в книгах теоретического характера и, к сожалению, еще иногда встречающейся в учебниках экспериментальной физики. В этой системе множитель пропорциональности между плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$ и напряженностью магнитного поля $\mathfrak{H}$ равен единице и представляет собой величину безразмерную. Поэтому обе величины $\mathfrak{B}$ и $\mathfrak{H}$ совпадают по размерности и имеют одинаковые численные значения. Совпадают по размерности и единицы «гаусс» и «эрстед». Все это очень затрудняет начинающим понимание различия между этими величинами и необходимости введения двух различных величин и соответствующих различных единиц для характеристики магнитного поля. В изложении автора эти обстоятельства являются совершенно ясными, что лишний раз свидетельствует о полезности отказа от абсолютной системы единиц и перехода к практической системе, по крайней мере в учебниках и книгах по экспериментальной физике. — *Прим. перев.*

входит отношение индукционного импульса напряжения $\int U dt$ к «общей площади витков индукционной катушки» $n_J F$, справа — отношение «числа ампер-витков» $n \cdot I$ к длине катушки l. Каждому из этих отношений присвоено собственное наименование

$$\boxed{\frac{\int U\,dt}{n_J F} = \mathfrak{B} = \text{плотность магнитного потока},} \tag{53}$$

$$\boxed{\frac{nI}{l} = \mathfrak{H} = \text{напряженность магнитного поля}.} \tag{54}$$

В качестве единицы для величины $\mathfrak{B}$ мы будем применять вольт-секунду на кв. метр, а для величины $\mathfrak{H}$ — ампер на метр.

(В учебниках часто можно встретить для этих величин единицы: 1 гаусс $\triangleq 10^{-4}$ *в·сек/м²* и 1 эрстед $\triangleq$ 79,6 *а/м*, см. § 272.)

Определение напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ относится только к однородному магнитному полю длинной катушки. Можно, однако, измерить напряженность поля $\mathfrak{H}$ в произвольном месте любого магнитного поля, сравнивая его с однородным магнитным полем. Общая связь между магнитным полем и током будет выяснена в § 59.

§ 53. Закон индукции и его применения. Пользуясь величинами, определяемыми формулами (53) и (54), можно придать полученному выше эмпирическому соотношению вид

$$\boxed{\mathfrak{B} = \mu_0 \mathfrak{H},} \tag{55}$$

$$\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}\ \frac{в \cdot сек}{а \cdot м}. \tag{52a}$$

Это и есть *закон индукции*. Он содержит в себе важный опытный факт: *плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ и напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}$ пропорциональны друг другу*. Поэтому каждую из этих величин можно применять для измерения магнитного поля. Для данного магнитного поля они отличаются одна от другой только тем, что каждая из них определяется своим измерительным процессом. В магнитном поле плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ определяет *силу*, действующую на *движущиеся* заряды (гл. IX)[1].

---

[1]) Можно было бы, таким образом, переменить местами главы VI и IX и сначала произвести опыт, изображенный на рис. 180, не с электромагнитом, а с длинной катушкой. Если длина ее равна l', число витков n', а ток,

(В электрическом поле напряженность поля $\mathfrak{E}$ определяет *силу*, действующую на покоящийся заряд.) Преимуществом плотности магнитного потока является легкость измерения этой величины. Пользуясь достаточно маленькой индукционной катушкой с известной «площадью витков» $n_f F$, можно измерить величину $\mathfrak{B}$ в любом неоднородном поле и, если нужно, вычислить и соответствующее значение $\mathfrak{H}=\mathfrak{B}/\mu_0$.

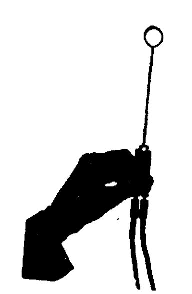


Рис. 153. Пробная катушка для измерения плотности магнитного потока (магнитной индукции) электромагнита. Катушка имеет один виток с площадью 3 $см^2$: таким образом, в этом случае $n_f F = 3\cdot 10^{-4}$ *м*.

В качестве примера измерим плотность магнитного потока между полюсами электромагнита, изображенного на рис. 180. Небольшую индукционную катушку (рис. 153), называемую обычно *пробной катушкой*, поместим перпендикулярно к линиям поля в исследуемой его области и соединим ее концы с гальванометром, предварительно прокалиброванным в вольт-секундах. После этого измерим импульс напряжения (в вольт-секундах) и разделим его на площадь витков $n_f \cdot F$ пробной катушки ($м^2$). Для электромагнита, изображенного на рис. 180, такого рода измерения дают значения $\mathfrak{B}=1{,}5$ *в·сек/м²* $\triangleq$ 15 000 *гс*; стало быть, $\mathfrak{H}=\mathfrak{B}/\mu_0=1{,}2\cdot 10^6$ *а/м*.

Для сравнения укажем, что, например, в Москве плотность магнитного потока для горизонтальной составляющей земного магнитного поля $\mathfrak{B}_{гор}=0{,}2\cdot 10^{-4}$ *в·сек/м²* $\triangleq$ $\triangleq 0{,}2$ *гс* (этому соответствует значение напряженности горизонтальной составляющей поля Земли $\mathfrak{H}_{гор}=16$ *а/м*). Для таких измерений пользуются обычно индукционной катушкой величиной примерно с тарелку и называют ее не пробной катушкой, а *земным индуктором*. Для получения импульса напряжения устанавливают плоскость катушки вертикально и поворачивают ее из направления север — юг в направление восток — запад или наоборот.

При применении закона индукции часто, кроме плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$, пользуются и величиной самого магнитного потока Φ, которую определяют с помощью соотношения

$$\Phi = \frac{\int U\,dt}{n_f} \tag{56}$$

(n_f — число витков индукционной катушки на рис. 149).

идущий через нее, равен I', то опыт дал бы соотношение

$$\underbrace{\frac{\mathfrak{K}}{I\cdot l}} = \mu_0 \underbrace{\frac{n' I'}{l'}},$$

которое позволяет ввести определение

$$\mathfrak{B} = \mu_0 \mathfrak{H}.$$

Подобным образом мы получили бы множитель пропорциональности μ_0 с единицей ньютон/ампер [2]. Отсюда получается обычная единица вольт-секунда/амперметр, если положить ньютон-метр равным вольт-ампер-секунде. Определение $\mathfrak{B}$ из соотношения $\mathfrak{B}=\mathfrak{K}/Il$ имеет то преимущество, что в нем явно содержится указание на *векторный* характер этой величины, определяющий ее действие на *движущиеся* заряды.

Устаревшими наименованиями этой величины являются: *сила полюса* или *количество магнетизма*.

Пример измерения магнитного потока показан на рис. 154. Здесь $n_J=1$, т. е. вместо индукционной *катушки* мы имеем только индукционный *виток*.

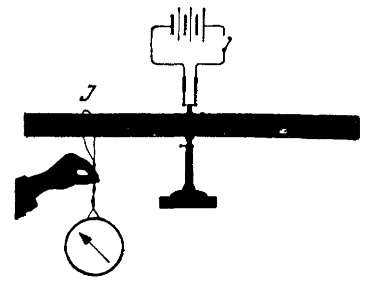


Рис. 154 Измерение магнитного потока Ф длинной катушки при помощи индукционной петли J ($n=1$)

Нам остается еще сделать одно важное замечание. Применяя закон индукции, обычно не исходят из самого закона индукции, выражаемого формулой (52) или (в сокращенной форме) формулой (55), т. е. избегают необходимости пользоваться определенной напряженностью магнитного поля $\mathfrak{H}=nI/l$. С самого начала определяют для данного магнитного поля плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ или магнитный поток Ф, измеряя их экспериментально с помощью определяющих равенств (53) или (56). Имея значения $\mathfrak{B}$ или Ф, можно вычислить, пользуясь этими же формулами, значения импульса напряжения $\int U dt$ или напряжения U, которые можно получить при тех или иных условиях[1]). Приведем один важный для дальнейшего пример.

Положим, что мы имеем поле с известным значением плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$, полученное и промеренное в длинной катушке, например такой, как на рис. 149. Будем изменять величину $\mathfrak{B}$ с постоянной «скоростью изменения» $\dot{\mathfrak{B}}=\partial\mathfrak{B}/\partial t$, непрерывно ослабляя ток в катушке поля до нуля (см. L на рис. 149). При этом можно в течение сравнительно длительного времени наблюдать не импульс напряжения, а постоянное напряжение U[2]). Величину его можно легко получить из равенства, определяющего плотность магнитного потока. Для индуцированного напряжения мы получаем из этой формулы выражение

$$U=\dot{\mathfrak{B}}n_J F, \tag{57}$$

которому с помощью равенства (56) легко придать вид

$$U=n_J\dot{\Phi} \tag{58}$$

($\dot{\Phi}$ — скорость изменения магнитного потока)

---

[1]) Аналогичным образом поступают и в механике. Там измеряют силу, пользуясь соотношением $\mathfrak{K}=m\cdot\mathfrak{b}$, а затем пользуются известной уже силой, чтобы с помощью того же равенства вычислять ускорение, которое может произвести эта сила в определенных условиях опыта.

[2]) Индукционная катушка должна иметь большое число витков (несколько сотен!).

Если магнитный поток Ф изменяется от значения $Ф_1$ до значения $Ф_2$, то для импульса индуцированного напряжения имеем выражение

$$\int U\,dt = n_J(Ф_1 - Ф_2). \qquad (58a)$$

§ 54. Индукция в движущихся проводниках. При установлении закона индукции мы пользовались неподвижными катушками и изменяли напряженность магнитного поля. В полученное нами равенство (52) входили как равноправные сомножители поперечное сечение охватываемого катушкой пучка магнитных линий F и напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}$. Поэтому мы можем также оставлять неизменной напряженность поля и изменять поперечное сечение пучка линий на величину $(F_1 - F_2)$. При этом мы по-прежнему будем пользоваться однородным магнитным полем. На рис. 155 мы смотрим

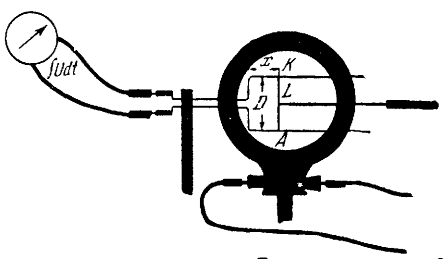


Рис. 155 К индукции в движущихся проводниках *Ротором служит проволочная дуга* (движок) L. Магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости рисунка снизу вверх. Оно создается катушкой поля с 10 витками на каждый сантиметр длины ($n/l = 1000/м$).

внутрь длинной катушки параллельно линиям ее поля ($\mathfrak{H} \approx 5000\ а/м$). В круглом поле зрения мы видим слева две изогнутые под прямым углом металлические проволоки. Они находятся в середине катушки, и концы их, выступающие наружу через боковой прорез в ней, соединены с гальванометром, прокалиброванным в вольт-секундах. Справа показан скользящий по этим проволокам «движок» L длины D. С помощью ручки мы можем переместить этот «движок» на некоторый отрезок x. При этом площадь петли изменяется на величину $(F_1 - F_2) = (x_1 - x_2)D$. Одновременно мы отмечаем возникновение импульса напряжения

$$\int U\,dt = \mu_0 \mathfrak{H}(F_1 - F_2) = \mathfrak{B}(x_1 - x_2)D. \qquad (59)$$

При индукции в неподвижных катушках мы могли, по крайней мере в течение некоторого времени, наблюдать не импульс напряжения, а постоянное напряжение U: для этого нужно было осуществлять изменение магнитного поля с постоянной скоростью $\dot{\mathfrak{H}} = \partial\mathfrak{H}/\partial t$. То же имеет место и в описываемом индукционном опыте с движущимся проводником: нужно только сообщить движку L в направлении x постоянную скорость $u = \frac{dx}{dt}$. Согласно равенству (59),

мы получаем при этом индуцированное напряжение

$$U = \mathfrak{B}\mathfrak{u}D. \qquad (60)$$

Это и есть формулировка закона индукции для движущегося проводника («движка»), который в своем движении не выходит из области постоянного значения плотности магнитного потока.

Вольтметр и его провода нельзя помещать вместе с «движком» в магнитное поле и заставлять его принимать участие в перемещениях движка. При этом он не может показывать напряжение U.

В равенстве (60) существенной величиной является скорость $\mathfrak{u}$, с которой «движок» перемещается в направлении, перпендикулярном к линиям поля. Это можно показать очень наглядно. Заменим проволочный «движок» L (рис. 155) движком, представляющим «бесконечную» металлическую ленту (рис. 156). Этой ленте мы можем сообщать в течение произвольно длительного времени постоянную скорость и наблюдать при этом постоянное индуцированное напряжение.

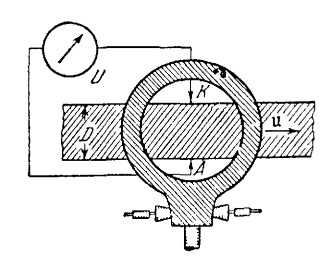


Рис. 156. К индукции в движущихся проводниках. Ротором служит бесконечная металлическая лента Концы ее смыкаются наподобие ленточной пилы, вне поля. Магнитное поле, как на рис. 155.

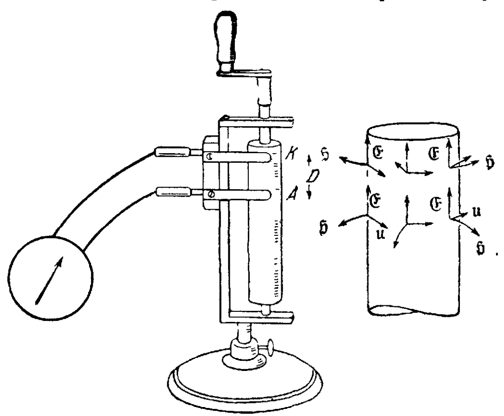


Рис. 157. К индукции в движущихся проводниках. *Ротором служит поверхность вращающегося цилиндрического намагниченного стержня* На схеме справа показан северный полюс магнита (верхний его конец). Из этой схемы видно, что направления магнитного поля $\mathfrak{H}$, скорости $\mathfrak{u}$ и возникающего между K и A электрического поля $\mathfrak{E}$ на всей поверхности цилиндра попарно взаимно перпендикулярны Короткие отрезки линий магнитного поля, почти перпендикулярные к оси, нанесены в соответствии с рис. 139.

Для качественных опытов достаточно простой установки, изображенной на рис. 157. Здесь движком служит поверхность цилиндрического стального магнита, заменяющая бесконечную металлическую ленту, показанную на рис. 156. Скорость движения этого проводника $\mathfrak{u}$ перпендикулярна к направлению линий поля, которые выходят из полюсных областей магнита (рис. 157 справа).

Чтобы облегчить понимание перехода от рис. 156 к рис. 157, можно сначала окружить цилиндрический стальной магнит концентрической латунной трубкой и вращать эту трубку вокруг оси неподвижного магнита. (Мы не обнаружим никакого напряжения, если скользящие контакты лежат неподвижно на трубке, а магнит вращается внутри ее.)

§ 55. Слишком узкие формулировки закона индукции. Приводимые в некоторых книгах формулировки закона индукции часто соответствуют только ограниченным частным случаям. Говорят, например, что «индуцированное напряжение возникает, когда движущийся проводник *пересекает* линии магнитного поля». В качестве примера приводят опыты, изображенные на рис. 151 и 155. Но уже на следующем рис. 156 при всем желании нельзя обнаружить никакого «пересечения магнитных линий». Картина пересечения линий поля особенно легко может привести к ошибкам. Например, на рис. 157 линии не сидят на стальном магните неподвижно, как щетинки на щетке!

Другая формулировка гласит: «Индуцируемое в витке напряжение равно изменению охватываемого этим витком магнитного потока».— И это не всегда верно.

Пример. На рис. 158 отмеченный точками кружок изображает поперечное сечение направленного перпендикулярно к плоскости бумаги магнитного поля. Оно охватывается металлическим кольцом *1* и индукционной петлей *2*. С помощью двух скользящих контактов можно перейти к положению, показанному на рис. 158, *б*: магнитный поток вышел из индукционной петли, и тем не менее при этом не возникает ни малейшего индуцированного напряжения!

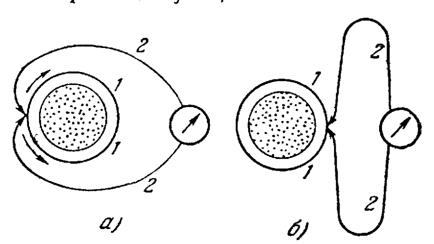


Рис. 158. Устранение магнитного потока без возникновения импульса напряжения. Площадь, отмеченная точками, представляет собой сечение магнитного поля, по возможности свободного от полюсов. *1* — металлическое кольцо, 2 — индукционная петля.

Магнитное поле может быть сосредоточено в намагниченном железном сердечнике, поверхность которого может играть роль кольца в описанном выше опыте. Этот случай известен под названием *парадокса Геринга.*

Объяснение: при движении скользящих контактов слева направо магнитное поле оставалось *постоянным*, а провода петли *2* двигались только в пространстве, *свободном от магнитного поля.* Таким образом, налицо не было ни одного из тех условий, при которых может происходить индукция. В этом нет ничего парадоксального.

§ 56. Наиболее общая форма закона индукции. Пусть мы имеем неоднородное магнитное поле, в котором распределение плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ известно из измерений с индукционной катушкой (ср. рис. 153). Тогда в самом общем случае индуцированное в витке напряжение

$$U = -\frac{\partial}{\partial t}\int \mathfrak{B}\, dF. \tag{61}$$

Интеграл в правой части[1]) состоит из двух частей: изменения во времени плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ и пространственного изменения ограничивающей кривой (индукционного витка), вдоль которой измеряется напряжение. Часто имеют место одновременно оба изменения. Тогда

$$U = -\int \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}\, dF + \oint (\mathfrak{B} \times \mathfrak{u})\, d\mathfrak{s} \tag{62}$$

($\mathfrak{u}$ — скорость движения линейного элемента $d\mathfrak{s}$ ограничивающего контура по отношению к системе отсчета, в которой *измеряются* величины U и $\mathfrak{B}$).

Распределение индуцированного напряжения между этими двумя членами изменяется при переходе от одной системы отсчета к другой. Например, для рис. 151 существует только первый член, если в качестве системы отсчета взять систему, связанную с вращающейся индукционной катушкой.

---

[1]) Об отрицательном знаке см. сказанное в конце § 51.

VII. СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

§ 57. Углубленное истолкование процесса индукции. Второе уравнение Максвелла. Применим закон индукции к простейшему мыслимому случаю: индукционная катушка, состоящая только из *одного* витка, т. е. индукционная петля, охватывает по произвольной кривой s *изменяющееся* магнитное поле с поперечным сечением F (рис. 159). Тогда между концами проволочной петли мы наблюдаем напряжение

$$U_{\text{инд}} = \mu_0 \dot{\mathfrak{H}} F. \tag{57}$$

Этот экспериментальный факт мы можем теперь более глубоко истолковать следующим образом: *проводник*, т. е. *проволочная*

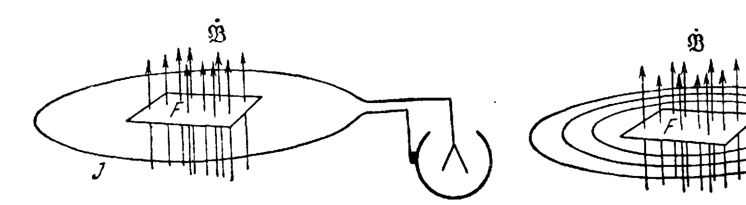


Рис. 159. Схема индукционного опыта с индукционной катушкой, состоящей только из одного витка ($n_J = 1$).

Рис. 160. К более углубленному истолкованию процесса индукции.

Точка над буквой $\mathfrak{B}$ на обоих рисунках указывает на возрастание напряженности магнитного поля, направленного снизу вверх. Положительное направление $\mathfrak{E}$ от + к —

петля, представляет собой нечто совершенно несущественное и побочное. По существу процесс совершенно не зависит от случайного присутствия проволочного витка. Он заключается в том, что вокруг изменяющегося магнитного поля возникают замкнутые линии электрического поля (рис. 160).

Замкнутые на себя линии электрического поля представляют для нас нечто новое и неожиданное. До сих пор мы знали только линии электрического поля с концами, на которых сидели электрические заряды. Электрические поля без зарядов называют *электродинамическими*.

Такой более углубленный подход приводит нас далее к положению, что *виток проволоки — это только индикатор для обнаружения электрического поля.* Он измеряет линейный интеграл напряженности поля $\mathfrak{E}$ вдоль своего пути, т. е. напряжение $U = \int \mathfrak{E}_s d$. Он действует при этом совершенно так же, как проволока на схеме рис. 161. Проволока — проводник и разрушает поле внутри себя. Атомы электричества перемещаются к концам ее, и поэтому все напряжение, существовавшее раньше вдоль всей длины проволоки, сосредоточивается на небольшом разрыве.

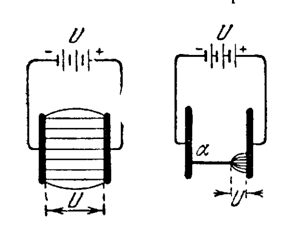


Рис. 161. К выяснению действия проволочной петли в опытах с индукцией.

В изучавшихся нами ранее полях, линии которых имели начало и конец, линейный интеграл напряженности поля $\mathfrak{E}$ по замкнутому пути был равен нулю, так как независимо от пути l он был равен напряжению между началом и концом этого пути. Поэтому он должен был обращаться в нуль, если начало и конец пути были бесконечно близки или в предельном случае полностью сливались. Иначе обстоит дело в области электродинамических полей с их не имеющими концов замкнутыми линиями. Здесь электрическое напряжение имеет конечное значение и вдоль замкнутого пути. Кроме того, оно возрастает в n раз, если путь n раз охватывает магнитное поле (формула (52), стр. 108).

Таким образом, в этой интерпретации процесса индукции первичным является индуцированное электрическое поле. Наблюдаемое напряжение есть линейный интеграл напряженности этого поля $\mathfrak{E}$. Имеем [формула (3), стр. 58]

$$U_{\text{инд}} = \oint \mathfrak{E}_{\mathfrak{s}} d\mathfrak{s},$$

и потому равенство (57) принимает вид

$$\oint \mathfrak{E}_{\mathfrak{s}}\, d\mathfrak{s} = \dot{\mathfrak{B}} F = \mu_0 F \dot{\mathfrak{H}}. \tag{63}$$

Это соотношение дает напряженность *электрического поля* $\mathfrak{E}$, возникающего при изменении *магнитного поля.* В нем заключается существенное содержание так называемого второго уравнения Максвелла.

Само это уравнение представляет собой дифференциальный закон и потому оно применимо к произвольному неоднородному полю. Оно получается из равенства (63), если взять линейный интеграл по периметру бесконечно малого элемента площади $dx\, dy$. Рис. 162 делает это вычисление более нагляд-

ным. Учитывая знак $\dot{\mathfrak{B}}$ на рис. 160, мы получаем при этом

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} = -\dot{\mathfrak{B}}_z.$$

Присоединяя сюда аналогичные выражения для других компонент, мы можем записать полученный результат в векторной форме следующим образом:

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\dot{\mathfrak{B}} = -\mu_0 \dot{\mathfrak{H}}. \qquad (64)$$

Словами: в каждой точке магнитного поля изменение во времени магнитного поля создает электрическое поле. Это поле является *вихревым*, т. е. ротор его напряженности $\mathfrak{E}$ в каждой точке равен скорости изменения плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$, взятой с обратным знаком (см. § 53, относительно понятия ротора см. § 93 «Механики»).

Рис. 162. Образование линейной суммы напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ по контуру элемента площади $dx\ dy$. Ось z направлена вертикально вверх. Правая координатная система. При рассматривании в направлении оси z путь интегрирования обходится по направлению движения часовой стрелки (как на рис. 175).

Первое уравнение Максвелла дает аналогичную связь между обоими полями, но только $\mathfrak{E}$ и $\mathfrak{H}$ в нем меняются местами. Вывод этого уравнения является нашей ближайшей задачей.

§ 58. Измеритель магнитного напряжения. Начнем с того, на чем мы остановились в § 49. Мы знали до сих пор, что всякое движение электрических зарядов есть электрический ток и что главным характерным признаком этого тока является магнитное поле. Мы умеем также измерять при помощи токов магнитные поля. Однако нам не хватает еще наиболее общего истолкования связи между током и магнитным полем. К пониманию этой связи нас приводит понятие о *магнитном напряжении*.

Электрическое напряжение представляет собой линейный интеграл напряженности электрического поля:

$$U = \mathfrak{E}_1 \Delta \mathfrak{s}_1 + \mathfrak{E}_2 \Delta \mathfrak{s}_2 + \ldots + \mathfrak{E}_n \cdot \Delta \mathfrak{s}_n = \sum \mathfrak{E}_m \Delta \mathfrak{s}_m, \qquad (65)$$

или, в иной записи:

$$U = \int \mathfrak{E}_{\mathfrak{s}}\, d\mathfrak{s}. \qquad (3)$$

Единицей этой величины служит вольт.

Аналогично для магнитного поля определяют магнитное напряжение как линейный интеграл от напряженности магнитного поля

$$M = \mathfrak{H}_1 \Delta \mathfrak{s}_1 + \mathfrak{H}_2 \Delta \mathfrak{s}_2 + \ldots + \mathfrak{H}_n \Delta \mathfrak{s}_n = \sum \mathfrak{H}_m \Delta \mathfrak{s}_m,$$

$$M = \int \mathfrak{H}_{\mathfrak{s}}\, d\mathfrak{s}. \qquad (66)$$

Его единица есть ампер. Магнитное напряжение можно измерить с помощью простого прибора, называемого *измерителем магнитного напряжения.*

В принципе измеритель магнитного напряжения представляет собой очень длинную индукционную катушку (которая может быть, например, навита на ремень). Она наматывается в два слоя, с подводами в середине верхнего слоя витков (см. рис. 164). Однослойная катушка в целом сама представляла бы собой — помимо той длинной катушки, которая нам нужна — большую плоскую индукционную катушку, образованную одним витком спиральной проволоки.

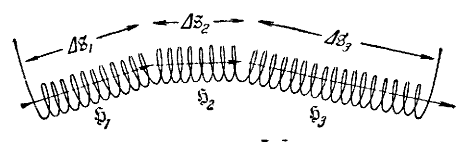


Рис 163 Схема измерителя магнитного напряжения (А. П Чэтток, 1887 г.; В. Роговский, 1912 г.).

Поясним действие этого измерителя напряжения. Положим, что нам нужно измерить магнитное напряжение вдоль некоторого пути $\mathfrak{s}$. На рис. 163 этот путь разложен на ряд отрезков ломаной линии $\Delta\mathfrak{s}_1$, $\Delta\mathfrak{s}_2, \ldots, \Delta\mathfrak{s}_m$.

Пусть составляющие напряженности поля по направлению этих элементов пути $\Delta\mathfrak{s}$ суть $\mathfrak{H}_1$, $\mathfrak{H}_2, \ldots, \mathfrak{H}_m$ и наш измеритель заполняет весь путь $\mathfrak{s}$. Пусть при длине l он имеет N витков, и пусть его m-й элемент имеет длину $\Delta\mathfrak{s}_m$. Тогда на него приходится $N\Delta\mathfrak{s}_m/l$ витков. Когда поле возникает или исчезает, то в измерителе напряжения индуцируется определенный импульс напряжения $\int U\,dt$, который аддитивно слагается из значений, вносимых отдельными элементами пути. Таким образом, если площадь (прямоугольного) сечения витка нашего измерителя есть F, то

$$\int U\,dt = \mu_0 F\,\mathfrak{H}_1 N\frac{\Delta\mathfrak{s}_1}{l} + \mu_0 F\,\mathfrak{H}_2 N\frac{\Delta\mathfrak{s}_2}{l} + \ldots + \mu_0 F\,\mathfrak{H}_m N\frac{\Delta\mathfrak{s}_m}{l}, \qquad (67)$$

$$\int U\,dt = \mu_0 F N\,(\mathfrak{H}_1\Delta\mathfrak{s}_1 + \mathfrak{H}_2\Delta\mathfrak{s}_2 + \ldots + \mathfrak{H}_m\Delta\mathfrak{s}_m)/l, \qquad (68)$$

$$\int U\,dt = \mu_0 F N\frac{M}{l}, \qquad (69)$$

$$M = \mathrm{const}\cdot\int U dt, \quad \text{где } \mathrm{const} = \frac{l}{\mu_0 N F}. \qquad (70)$$

Индуцированный импульс напряжения, измеряемый в вольт-секундах, будучи умножен на постоянную прибора $\frac{l}{\mu_0 NF}$ прямо дает нам искомое магнитное напряжение в амперах. Постоянная прибора определяется раз навсегда; при этом величины F, l и N прямо измеряются, а для μ_0 принимают универсальное значение $1{,}256\cdot 10^{-6}$ *в·сек/а·м*.

Мы пользуемся измерителем напряжения длиной в 1,2 *м*. Его постоянная равна $5\cdot10^5$ *а/в·сек* (всего 9600 витков с поперечным сечением 2 *см*²). Индуцированный импульс напряжения измеряется описанным в § 50 вольтметром с большим периодом колебаний. Калибровка его производится, как показано на рис. 148 (*J* —измеритель напряжения).

§ 59. Магнитное напряжение токов проводимости. Примеры применения. Рис. 164 поясняет, как следует пользоваться измерителем магнитного напряжения. Положим, что нам нужно измерить

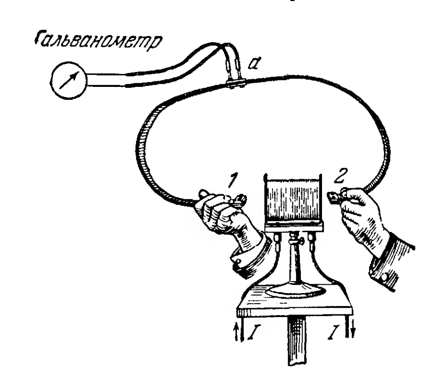


Рис. 164. Способ применения измерителя магнитного напряжения.

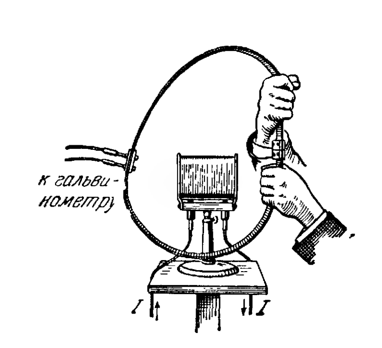


Рис. 165. Замкнутый путь измерителя магнитного напряжения, не охватывающий тока.

магнитное напряжение *M* между точками *1* и *2* поля катушки вдоль пути *1 a 2*. Измеритель напряжения располагают вдоль этого пути, после чего размыканием или замыканием тока изменяют магнитное поле от нуля до его полного значения и измеряют индуцированный импульс напряжения. Производя опыты такого рода, можно установить следующее:

1. Если путь разомкнут (рис. 164), то магнитное напряжение зависит только от положения конечных пунктов *1* и *2*, но не от формы пути. Этот путь может даже образовывать петли при условии, что эти петли не охватывают тока.

2. Если путь измерителя напряжения замкнут, как на рис. 165, но не охватывает тока, то магнитное напряжение всегда равно нулю.

3. Если замкнутый путь измерителя один раз окружает ток *I*, как на рис. 166, то магнитное напряжение по-прежнему не зависит от формы этого пути, который может быть круговым, прямоугольным и т. п.

4. Из опыта, показанного на рис. 166 и 167, мы можем получить следующую количественную связь между током *I* и магнитным

напряжением M:

$$M = \oint \mathfrak{H}_s\, d\mathfrak{s} = I. \qquad (71)$$

Численный пример. $I = 83$ *а*. Баллистический отброс нашего медленно колеблющегося вольтметра, равный 12 *см* шкалы, соответствует импульсу напряжения $\int U dt = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ *в·сек*. Умножая его на постоянную прибора, равную $5 \cdot 10^5$ *а/в·сек*, получаем для магнитного напряжения значение $M = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ *в сек* $\times$ $\times 5 \cdot 10^5$ *а/в·сек*-85 *а*.

5. На рис. 168 и 169 путь измерителя напряжения охватывает ток два раза; при этом магнитное напряжение удваивается. Продолжая опыты такого рода, можно убедиться в том, что при n-кратном охвате тока I магнитное напряжение

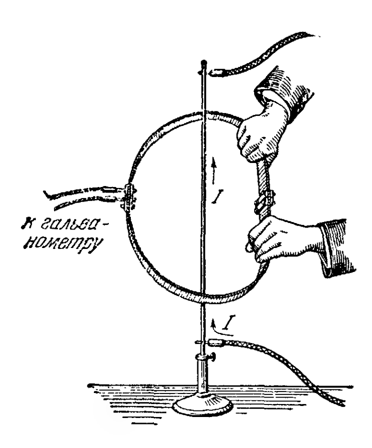


Рис. 166. Однократный охват тока измерителем магнитного напряжения. Ток I — от 50 до 100 *а*. Достаточно двухвольтового аккумулятора.

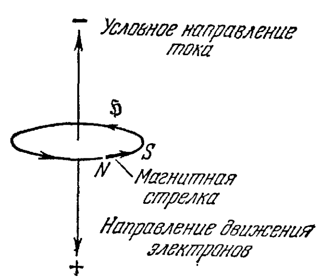


Рис. 167. К определению направления поля.

$$\oint \mathfrak{H}_s\, d\mathfrak{s} = n\, I. \qquad (72)$$

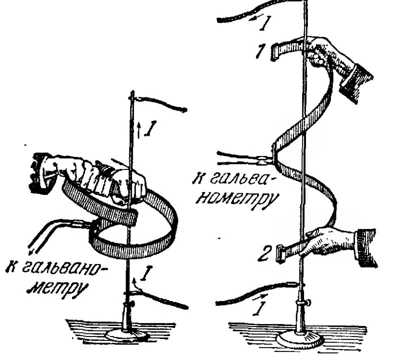


Рис. 168, 169. Двукратный охват тока измерителем магнитного напряжения. На рис. 168 путь измерителя замкнут, на рис. 169 он разомкнут, верхний и нижний его концы расположены вертикально друг над другом.

6. На рис. 168 путь, два раза охватывавший ток I, был замкнут: конец его и начало совпадали. Это, однако, не необходимо. С тем же успехом путь измерителя, охватывающий ток n раз, может образовывать винтовую линию с n оборотами, имеющую свободные концы (рис. 169).

Общее заключение: *магнитное напряжение вдоль произвольной кривой, один раз охватывающей*

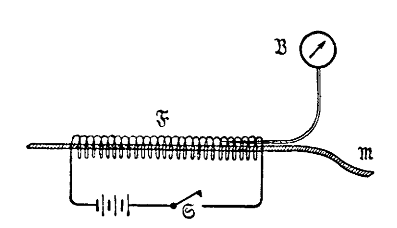
ток, тождественно с этим током. При n-кратном охвате тока оно в n раз больше этого тока. Выражение (72) дает краткую математическую формулировку этого положения.

Следующие ниже примеры применения могут способствовать закреплению в памяти этих важных фактов.

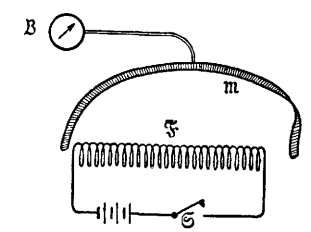
1. *Однородное магнитное поле длинной катушки.* Проденем измеритель тока через эту катушку и замкнем его вне нее по произвольному пути. При этом его путь один раз охватывает каждый из n витков катушки с током I. Поэтому магнитное напряжение вдоль всего пути $M=nI$. Это магнитное напряжение аддитивно складывается из двух частей $M_{внутр}$ и $M_{внешн}$. Частью $M_{внешн}$, приходящейся на внешний участок пути, можно пренебречь по сравнению с $M_{внутр}=nI$ (рис. 170, 171). Таким образом, получаем:

$$\mathfrak{H} l = n I \text{ или } \mathfrak{H} = \frac{nI}{l}.$$

Это не что иное, как полученное нами в § 52 равенство (54), которое оказывается, следовательно, частным случаем общего соотношения (72).



Измеритель напряжения 𝔅 проходит по всей длине катушки поля 𝔉. Размыкание и замыкание ключа дает каждый раз импульс напряжения в $1.7 \cdot 10^{-3}$ *в·сек*, т. е., согласно формуле (70), $M=850$ *а*. Длина и положение выступающего из катушки конца измерителя практически не имеют значения. Таким образом, поле во внешнем пространстве не вносит сколько-нибудь заметного вклада в линейную сумму напряженности поля $\mathfrak{H}$ или в магнитное напряжение.



Измеритель напряжения 𝔅 располагается по произвольному пути во внешнем пространстве. Индуцируемый в нем импульс напряжения равен только около $9 \cdot 10^{-5}$ *в·сек*. M во внешнем пространстве равно только приблизительно 45 ампер-виткам, т. е. пренебрежимо мало по сравнению с напряжением в 850 ампер-витков, измеряемым внутри катушки. Линейная сумма M напряженности поля $\mathfrak{H}$ уже практически равна нулю даже в этой, не очень длинной катушке.

Рис. 170 и 171. Распределение магнитного напряжения в поле длинной катушки 𝔉, имеющей 900 витков при длине 0,5 *м* и диаметре 0,1 *м*. Ток в 1 *а* создает в ней магнитное поле с напряженностью $\mathfrak{H}=1800$ *а/м*.

2. *Напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}_r$ на расстоянии r от прямолинейного проводника, по которому идет ток*[1]. Из соображений симметрии нетрудно видеть, что магнитное напряжение вдоль одной из круговых линий этого магнитного поля, имеющей радиус r, равно

$$M = 2\pi r \mathfrak{H}_r = I,$$

---

[1]) В центре всякой круговой катушки с радиусом r и длиной l напряженность магнитного поля

$$\mathfrak{H} = \frac{nI}{l} \frac{l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}. \tag{73}$$

откуда (ср. рис. 167)

$$\mathfrak{H}_r = \frac{1}{2\pi}\frac{I}{r} \tag{74}$$

3. *Измерения напряжения в магнитных полях постоянных магнитов.* В нашем изложении мы постоянно подчеркивали принципиальную тождественность магнитных полей проводников с током и магнитных полей постоянных магнитов. Это можно снова показать с помощью измерителя магнитного напряжения. На рис. 172 показано измерение магнитного напряжения между полюсами подковообразного магнита. Для измерения напряжения нужно быстрым движением удалить магнит Напряжение, как и прежде, оказывается не зависящим от формы пути измерителя. На замкнутом пути оно всегда оказывается равным нулю, так как ни при каких условиях измеритель не может охватывать молекулярные токи. Для того чтобы это было возможно, он должен был бы проходить сквозь отдельные молекулы Всякий канал, который мы могли бы просверлить в магните, проходит не сквозь отдельные молекулы, а между ними.

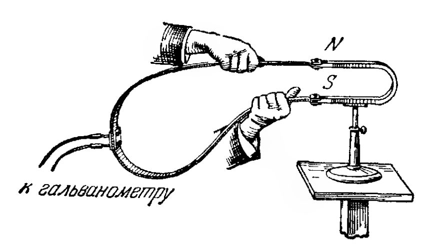


Рис 172. Измеритель магнитного напряжения в поле постоянного магнита.

§ 60. Ток смещения и первое уравнение Максвелла. Закон индукции дал нам возможность измерять магнитное напряжение $\int \mathfrak{H}_s ds$ *тока проводимости* I. Полученный экспериментальный результат: $\int \mathfrak{H}_s ds = I$ был очень смело обобщен Максвеллом. Рис. 173 поясняет ход его мысли. Здесь распадается, т. е. изменяется, электрическое поле конденсатора, и в это время по соединительному проводу проходит ток проводимости, окруженный кольцевыми линиями магнитного поля. Представим себе теперь, что этот рисунок дополнен и соответствующие линии поля нарисованы вокруг всех остальных отрезков проволоки. Грубо, но совершенно недвусмысленно мы можем сказать, что вся проводящая проволока окружена *оболочкой* линий магнитного поля. Нарисованная таким образом оболочка кончается с обеих сторон при вхождении проводов в конденсатор. В отличие от этого, Максвелл высказал утверждение, что эта оболочка из линий магнитного поля не имеет концов, а образует замкнутое полое кольцо. *Изменяющееся электрическое поле конденсатора также окружено кольцевыми линиями магнитного поля.* Поэтому изменяющееся

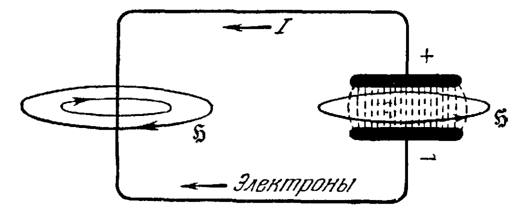


Рис 173 Схема магнитного поля тока проводимости и тока смещения I — условное направление тока от + к —.

электрическое поле конденсатора получило своеобразное название, его называют *током смещения*, так как оно обладает главным характерным признаком электрического тока, именно *магнитным полем*. От всех остальных значений слова «ток» от протекания чего-то аналогичного току воды, здесь уже ничего не осталось. Термин *ток смещения фактически означает только изменение во времени электрического поля в пустом пространстве* (рис. 174).

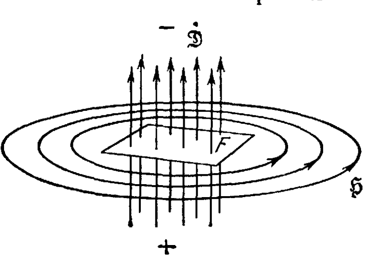


Рис. 174 Схема магнитного поля тока смещения. Точка над буквой $\mathfrak{D}$ указывает иа увеличение направленией вверх напряженности электрического поля, что соответствует направленному вверх току смещения I_v.

Введя это новое понятие о токе, мы можем высказать теперь следующее положение: *в природе существуют только замкнутые токи*. В проводниках — это токи проводимости, в электрическом поле (конденсаторе) — токи смещения. Электрические токи не могут иметь в пространстве ни начала ни конца. В конце тока проводимости начинается ток смещения, и наоборот.

Как и всякий ток, ток смещения должен измеряться в амперах. С другой стороны, он должен представлять собой изменение во времени одной из величин, характеризующих электрическое поле. Последняя должна, следовательно, иметь «размерность» ампер-секунды; этому требованию соответствует произведение:

поперечное сечение $F\times$плотность смещения поля $\mathfrak{D}=F\cdot\mathfrak{D}$

(например, F в кв. метрах, $\mathfrak{D}$ в ампер·секундах на кв. метр).

Скорость изменения величины $\mathfrak{D}$ мы будем отмечать точкой, поставленной над этой буквой. Это значит, что

$$\dot{\mathfrak{D}}=\frac{\partial\mathfrak{D}}{\partial t}.$$

Тогда для тока смещения мы имеем выражение

$$I_v=F\dot{\mathfrak{D}}=\varepsilon_0\dot{\mathfrak{E}}F. \tag{75}$$

Этим мы ограничимся относительно измерения токов смещения.

Эксперименты с токами проводимости привели нас к фундаментальному соотношению

$$\oint\mathfrak{H}_s\,d\mathfrak{s}=I. \tag{76}$$

Максвелл перенес это соотношение и на токи смещения и написал:

$$\boxed{\oint\mathfrak{H}_s\,d\mathfrak{s}=\dot{\mathfrak{D}}F=\varepsilon_0\dot{\mathfrak{E}}F}\,. \tag{77}$$

Это равенство дает напряженность *магнитного* поля, возникающего при изменении *электрического поля* $\mathfrak{E}$. В нем содержится по существу так называемое первое уравнение Максвелла.

Само это уравнение является дифференциальным и потому оно применимо к любому неоднородному полю. Согласно рис. 175, его можно вывести так же, как уравнение (64). Нужно только взять линейный интеграл от $\mathfrak{H}$ по контуру бесконечно малого элемента площади $dx\,dy$. При этом нужно учитывать в соответствии с рис. 174 направление $\mathfrak{H}$ и I, на которое мы не обращали внимания при выводе равенств (71) и (77). Мы получаем при этом:

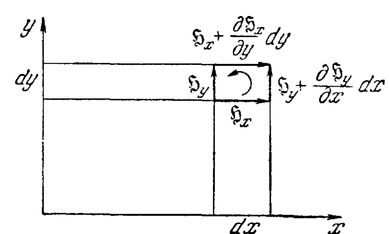


Рис. 175. Образование линейной суммы напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ по контуру элемента площади $dx\,dy$. Система координат правая, т. е. ось z направлена вертикально вверх. При рассматривании в направлении оси z путь интегрирования обходится по часовой стрелке.

$$\frac{\partial\mathfrak{H}_y}{\partial x}-\frac{\partial\mathfrak{H}_x}{\partial y}=\dot{\mathfrak{D}}_z=\varepsilon_0\dot{\mathfrak{E}}_z. \qquad (78)$$

Учитывая и другие компоненты, мы можем написать в векторной форме:

$$\operatorname{rot}\mathfrak{H}=\dot{\mathfrak{D}}=\varepsilon_0\,\dot{\mathfrak{E}}. \qquad (79)$$

Словами: в каждой точке электрического поля изменение во времени плотности смещения создает магнитное поле; последнее является «вихревым», т. е. ротор напряженности магнитного поля равен скорости изменения плотности смещения. При этом предполагается, что через элемент площади $dx\,dy$ проходит только ток смещения. Если, кроме того, через этот элемент площади проходит и ток проводимости I, то в правой части нужно прибавить и плотность этого тока

$$j=\frac{I}{dx\,dy}.$$

Действительное доказательство существования магнитного поля токов смещения будет дано позже, когда мы познакомимся с применением кольцевых замкнутых линий электрического поля. Это будет сделано в главе XII при рассмотрении свободно распространяющихся в пространстве электрических волн. Обойти это затруднение при изложении современного учения об электричестве невозможно. До этих пор существование магнитного поля токов смещения остается лишь правдоподобной гипотезой.

VIII. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЕЙ ОТ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

§ 61. Количественная обработка опытов Роуланда. В опыте Роуланда (§ 47) можно было вращать кольцевой носитель электричества в одну сторону и одновременно ящик, в котором он находится,— в противоположную. Положим для примера, что кольцо было заряжено положительно, а ящик отрицательно. С помощью такой установки мы могли имитировать магнитное поле тока проводимости, в котором заряды различных знаков перемещаются в противоположные стороны.

Кольцо и ящик совместно образуют пластинчатый конденсатор, схематически изображенный на рис. 177. При наших предположениях о знаке зарядов электрическое поле направлено по стрелке $\mathfrak{E}$.

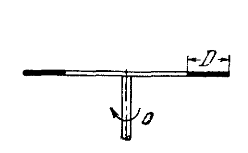


Рис. 176 К выводу формулы (80).

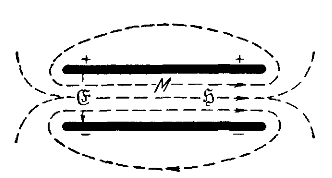


Рис. 177. Магнитное поле конденсатора, движущегося перпендикулярно к плоскости рисунка.

Магнетоскоп M помещен на этот раз *между* обеими пластинами, а не вне их (§ 47). Между конденсатором *в целом* и магнетоскопом существует относительная скорость u, направленная перпендикулярно к плоскости рисунка. Поэтому на этот раз, в отличие от § 47, обе пластины движутся *в одном и том же* направлении.

Следствием этого движения конденсатора относительно магнетоскопа является возникновение дополнительно к электрическому полю также и магнитного поля, линии которого направлены перпендикулярно к линиям электрического поля и перпендикулярно к направлению относительного движения. Это очень важный факт, количественная формулировка которого может быть дана с помощью понятия о магнитном напряжении.

Вернемся к простейшей установке для опыта Роуланда, к вращающемуся заряженному кольцу, изображенному в разрезе на рис. 176. Заряды противоположного знака, которые на рис. 140 находятся на внутренней стенке ящика, теперь расположены на потолке и стенах комнаты. Пусть длина кольца есть l, его ширина D и, следовательно, поверхность $F=2Dl$. Положим далее, что напряженность электрического поля у поверхности кольца равна $\mathfrak{E}$, а плотность смещения $\mathfrak{D}=\varepsilon_0\cdot\mathfrak{E}$. Тогда заряд кольца (формула (2), стр. 58)

$$q=\mathfrak{D}\cdot F=\mathfrak{D}\cdot 2Dl.$$

Кольцеобразный носитель движется перпендикулярно к $\mathfrak{E}$ с линейной скоростью $\mathfrak{u}$. Поэтому он создает для наблюдателя, покоящегося относительно магнетоскопа, такое же магнитное поле, как ток (формула (51), стр. 101)

$$I=\frac{q\cdot\mathfrak{u}}{l}.$$

Этот ток должен быть равен линейному интегралу $\oint\mathfrak{H}_s d\mathfrak{s}$ напряженности магнитного поля. Для прямоугольного пути, непосредственно примыкающего к кольцу (формула (72), стр. 122),

$$\oint\mathfrak{H}_s\,d\mathfrak{s}=\mathfrak{H}\cdot 2D=I.$$

Подставляя в формулу (51) выражения для q из формулы (4) и для I из формулы (72), получаем:

$$\boxed{\mathfrak{H}=\mathfrak{D}\times\mathfrak{u}}. \qquad (80)$$

Такова напряженность магнитного поля, возникающего дополнительно к электрическому полю, когда конденсатор, носитель электрического поля, движется относительно наблюдательного прибора (магнетоскопа M на рис. 177).

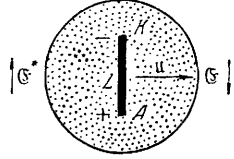


Рис. 178. Схематическое изображение индукции в движущихся проводниках. Стержень KA соответствует, например, движку на рис. 160. Напряженность поля $\mathfrak{E}$ создает электроразделительную силу, а напряженность поля $\mathfrak{E}^*$ возникает как результат разделения зарядов.

§ 62. Истолкование явления индукции в движущихся проводниках. Результаты наших прежних опытов (рис. 155 и 156) мы можем схематически изобразить на рис. 178. Здесь точками отмечены пересечения линий однородного магнитного поля с плоскостью бумаги (северный полюс находится сзади этой плоскости). Между движком KA и носителем магнитного поля (катушкой поля) существует относительная скорость $\mathfrak{u}$, направленная перпендикулярно к направлению магнитного поля. Наблюдатель обнаруживает в K

отрицательные, а в A положительные заряды и с помощью установки, изображенной на рис. 155, измеряет индуцированное напряжение (формула (60), стр. 114).

$$U = \mathfrak{B}\mathfrak{u}D.$$

Истолкование опыта, изображенного на рис. 178, решающим образом зависит от *системы отсчета* наблюдателя.— Положим сначала, что наблюдатель *покоится* относительно *катушки поля.* Тогда он скажет:

Как и всякое тело, движок содержит электрические заряды: положительные и отрицательные в одинаковых количествах. Эти заряды принимают участие в перемещении движка со скоростью $\mathfrak{u}$. *Во время движения* они накопляются соответственно у A и K (рис. 178). Следовательно, *во время движения* на эти заряды должны действовать *электроразделительные силы*, направленные вниз для $+q$ и вверх для $-q$. В то время как эти электроразделительные силы накопляют заряды у A и K, между этими точками возникает электрическое поле, напряженность которого направлена вверх и равна

$$\mathfrak{E}^* = \frac{U}{D} = \mathfrak{B} \times \mathfrak{u}. \qquad (81)$$

Это поле действует на каждый из разделенных зарядов с определенной силой

$$\mathfrak{K} = q\mathfrak{E}^* = q\,(\mathfrak{B} \times \mathfrak{u}), \qquad (81a)$$

которая для $+q$ направлена вверх, а для $-q$ — вниз. Таким образом, эти силы направлены противоположно электроразделительным. Сами по себе они заставили бы заряды снова воссоединиться. Поэтому наблюдаемое в эксперименте стационарное состояние может осуществляться лишь в том случае, когда электроразделительные силы равны и противоположны силам, определяемым формулой (81a). Для *электроразделительных сил*, следовательно, должно соблюдаться соотношение

$$\boxed{\mathfrak{K} = q(\mathfrak{u} \times \mathfrak{B}),} \qquad (82)$$

причем силы, действующие на $+q$, направлены вниз, а силы, действующие на $-q$,— вверх. *Эти силы действуют на заряды* q, *движущиеся со скоростью* $\mathfrak{u}$, *перпендикулярной к линиям магнитного поля.* Важное значение этих сил выявится в следующей главе.

Эта электроразделительная сила создается электрическим полем, напряженность которого $\mathfrak{E} = \mathfrak{K}/q$, или

$$\boxed{\mathfrak{E} = \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}.} \qquad (83)$$

Такова напряженность электрического поля, возникающего дополнительно к магнитному полю, когда катушка поля, т. е. носитель магнитного поля, движется относительно наблюдательного прибора (движка L на рис. 178). Ее направление указано стрелкой в правой части рис. 178.

Теперь рассмотрим это явление с точки зрения *наблюдателя, покоящегося относительно движка.* Он скажет: движок и заключенные в нем элементарные заряды находятся в покое; накопление зарядов в K и A может быть обусловлено только наличием *электрического поля,* направление которого показано на рис. 178 справа стрелкой $\mathfrak{E}$. Это поле действует на покоящиеся элементарные заряды и накопляет их в K и A. Это — не что иное, как процесс *электростатической индукции.*

При этом внутри проводящего тела не должно быть поля. Следовательно, напряженность поля $\mathfrak{E}$ должна быть равна и противоположна напряженности поля $\mathfrak{E}^*$, создаваемой зарядами в A и K. Таким образом, согласно формуле (81),

$$\mathfrak{E} = -\mathfrak{E}^* = -\mathfrak{B} \times \mathfrak{u} = \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}.$$

Так будет интерпретировать явление покоящийся относительно движка наблюдатель.

Результат: электромагнитная индукция в движущихся проводниках представляет собой обращение опыта Роуланда: различие лишь в том, что электрические и магнитное поля меняются ролями. Ср. формулировки, набранные курсивом, на стр. 128—130.

Принципиально можно было бы обнаружить электрическое поле, возникающее при относительном движении, следующим образом: возьмем движущийся стержень KA (рис. 178) из нагретой синтетической смолы; дадим ему остынуть во время движения и тем самым «заморозим» его внутреннее состояние. Когда мы вынем этот стержень из поля, он должен представлять собой «электрет» (§ 37, II) с отрицательным зарядом на верхнем конце и положительным на нижнем.

Принципиально тождественный с этим опыт был фактически выполнен. В. Вин пропускал через однородное магнитное поле пучок летящих с большой скоростью светящихся молекул. Возникающее при этом в молекулах дополнительное электрическое поле проявлялось в виде эффекта Штарка, т. е. расщепления спектральных линий на несколько компонент («Оптика», § 195).

§ 63. Заключительное замечание. В наших индукционных опытах с движущимися проводниками существовало только *магнитное поле* с плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$. В общем случае, кроме того, может иметься и *электрическое поле* с напряженностью $\mathfrak{E}$. Тогда для наблюдателя, находящегося в покое относительно движка L, в совокупности будет существовать поле

$$\mathfrak{E}' = \mathfrak{E} + (\mathfrak{u} \times \mathfrak{B}). \tag{84}$$

Таким образом, плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ и напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ с помощью относительной скорости $\mathfrak{u}$ сливаются в один вектор $\mathfrak{E}'$.

Опыт Роуланда дает возможность сделать то же для напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ и электрической плотности смещения $\mathfrak{D}$. Для наблюдателя, покоящегося относительно магнетоскопа, мы получаем напряженность магнитного поля:

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - (\mathfrak{u} \times \mathfrak{D}). \tag{85}$$

При переходе от одной системы отсчета к другой изменяется доля каждого из слагаемых. Все эти соотношения играют важную роль в теории относительности.

IX. СИЛЫ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

§ 64. Обнаружение сил, действующих на движущиеся заряды. Изучение индукции в движущихся проводниках позволило обнаружить существование силы

$$\mathfrak{K} = q\,(\mathfrak{u} \times \mathfrak{B}). \qquad (82)$$

(Например, $\mathfrak{K}$ — в ньютонах (*н*), $\mathfrak{B}$ — в вольт-секундах на кв. метр, q — в ампер-секундах.)

С такой силой действует магнитное поле с плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$ *на заряд* q, *движущийся перпендикулярно к линиям поля со скоростью* $\mathfrak{u}$. Эта сила перпендикулярна как к полю, так и к скорости (рис. 179).

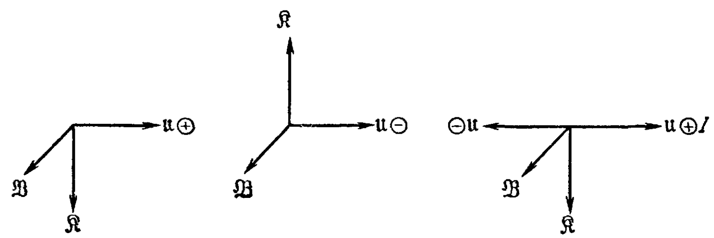


Рис. 179. Силы $\mathfrak{K}=q(\mathfrak{u}\times\mathfrak{B})$, действующие на движущиеся заряды. Их направление перпендикулярно как к направлению скорости $\mathfrak{u}$, так и к направлению магнитной индукции (плотности магнитного потока) $\mathfrak{B}$. На двух левых рисунках заряды движутся в одном и том же направлении, но имеют противоположные знаки (как на рис. 156 и 157), на правом рисунке они движутся в противоположных направлениях (как в случае тока проводимости на рис. 7,б).

К сожалению, мы не можем проверить равенство (82) с помощью демонстрационного опыта с механически перемещаемым носителем электричества, например заряженным мыльным пузырем, так как для таких грубых носителей мы не можем сделать произведение $q\mathfrak{u}$ достаточно большим. Существует, однако, другой способ сопоставить равенство (82) с опытом.

Согласно § 46, видимое движение носителей электричества равноценно с невидимым движением атомов электричества внутри проводников. Наблюдатель может принять в качестве системы

отсчета один из этих зарядов. Тогда другой заряд имеет скорость $\mathfrak{u}$, и количественно

$$q\,\mathfrak{u} = Il. \tag{51}$$

Подставляя это выражение в равенство (82), мы найдем, что сила, действующая на отрезок проводника длины l с током I, перпендикулярный к линиям магнитного поля, должна быть равна

$$\boxed{\mathfrak{K} = \mathfrak{B}\,Il.} \tag{86}$$

Для проверки этого равенства мы воспользуемся, как показано на рис. 180, горизонтальным прямолинейным проводником, помещенным в магнитное поле электромагнита. Этот проводник и под-

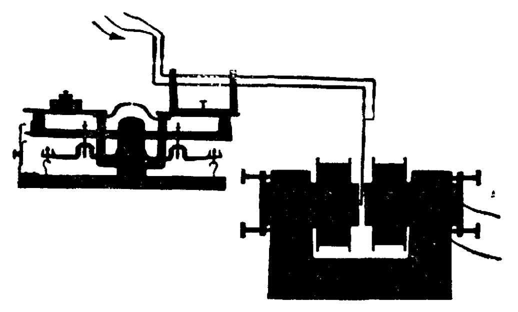


Рис. 180. Горизонтально расположенный проводник с током в однородном магнитном поле электромагнита. В перспективе проводник кажется сильно укороченным.

Численный пример:

$I = 15$ *а*, $l = 5\cdot10^{-2}$ *м*; $\mathfrak{B} = 1{,}5$ *в·сек/м²*;

$\mathfrak{K} = 1{,}5\ \frac{в\cdot сек}{м^2} \times 5\cdot10^{-2}\ м \times 15\ а = 1{,}13\ \frac{в\cdot а\cdot сек}{м} =$

$= 1{,}13\ \frac{н\cdot м}{м} = 1{,}13\ н = 115$ пондов.

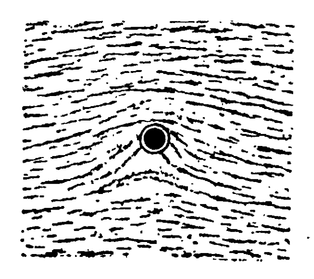


Рис. 181. Картина линий поля к рис. 180. Проводник перпендикулярен к плоскости рисунка.

водящие к нему ток жесткие провода, образуют как бы трапецию, подвешенную к прибору, измеряющему силу (весам). Численный пример см. в подписи под рис. 180; картина линий поля изображена на рис. 181.

§ 65. Силы, действующие между двумя параллельными токами. Скорость света $c = 3\cdot10^8$ *м/сек*. В качестве примера применения равенства (86) вычислим силу, действующую между двумя параллельными проводниками длины l, находящимися друг от друга на расстоянии r, когда по этим проводникам проходят токи I_1 и I_2. Ток создает на расстоянии r напряженность поля (формула (73), стр. 123)

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{I_1}{r}$$

и плотность магнитного потока

$$\mathfrak{B}=\frac{\mu_0}{2\pi}\cdot\frac{I_1}{r}. \qquad (87)$$

Из равенств (86) и (87) мы получаем следующее выражение для силы взаимного притяжения одинаково направленных токов или силы отталкивания токов, направленных противоположно:

$$\mathfrak{K}=\frac{\mu_0}{2\pi}\cdot\frac{I_1 I_2 l}{r}. \qquad (88)$$

Численный пример (рис. 9): $I=100\,a$; $l=\frac{1}{2}$ *м*; $r=1$ *см* $=0{,}01$ *м*.

$\mu_0=1{,}256\cdot10^{-6}$ *в·сек/а·м*,

$\mathfrak{K}=10^{-1}$ *н* ≈ 10 пондов.

Рис. 182. Два параллельно движущихся ряда зарядов одного знака

Применим равенство (88) к частному случаю: представим себе (рис. 182), что оба тока состоят из двух одинаковых, расположенных друг подле друга рядов атомов электричества (корпускулярные лучи). *В отличие от токов проводимости в металлах здесь, следовательно, не имеет места равенство количеств атомов электричества противоположных знаков.* Вследствие этого между обоими этими рядами возникает, помимо магнитного притяжения $\mathfrak{K}_{\text{магн}}$, также и электрическое отталкивание $\mathfrak{K}_{\text{эл}}$.

Для *магнитного притяжения* мы получаем, сопоставляя равенство (88) и равенство (51), стр. 101, выражение

$$\mathfrak{K}_{\text{магн}}=\frac{\mu_0}{2\pi}\cdot\frac{q^2\mathfrak{u}^2}{lr}. \qquad (89)$$

Для электрического притяжения мы получаем:

$$\mathfrak{K}_{\text{эл}}=\frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q^2}{lr}. \qquad (90)$$

Вывод: Левая цепь зарядов создает на цилиндрической поверхности на расстоянии r плотность смещения $\mathfrak{D}=\frac{q}{2r\pi l}$, т. е. напряженность поля $\mathfrak{E}=\frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{rl}$. Согласно формуле (17), стр. 72, это поле воздействует на находящуюся справа цепь зарядов с силой

$$\mathfrak{K}_{\text{эл}}=q\,\mathfrak{E}=\frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q^2}{rl}.$$

Из равенств (89) и (90) мы получаем отношение

$$\frac{\text{сила притяжения } \mathfrak{K}_{\text{магн}}}{\text{сила отталкивания } \mathfrak{K}_{\text{эл}}}=\mu_0\varepsilon_0\mathfrak{u}^2. \qquad (91)$$

В случае, когда $\mathfrak{K}_{\text{магн}}=\mathfrak{K}_{\text{эл}}$, имеем:

$$u=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\cdot\mu_0}}\,. \tag{92}$$

При этой особой или «критической» скорости магнитное притяжение и электрическое отталкивание на рис. 182 равны друг другу. (В. Вебер и Р. Кольрауш, 1856 г.)

Подстановка в равенство (92) измеренных значений ε_0 и μ_0 дает[1])

$$u=\frac{1}{\sqrt{1{,}256\cdot10^{-6}\frac{в\cdot сек}{a\cdot м}\times 8{,}859\cdot10^{-12}\frac{a\cdot сек}{в\cdot м}}}=2{,}998\cdot10^{8}\ м/сек.$$

Словами: *критическая скорость равна скорости света с*, т. е.

$$c=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\,. \tag{93}$$

Таким образом, можно определить скорость света из двух чисто *электрических* измерений (в нашем примере из измерений ε_0 и μ_0). Это впервые установил Дж. К. Максвелл в 1862 г. (ср. § 99).

§ 66. Правило Ленца. Вихревые токи. В процессе индукции возникают электрические поля, токи и силы. Их направления определяются правилом, которое указал в 1834 г. Г. Ленц.

Возникающие в процессах индукции поля, токи и силы всегда препятствуют тому процессу, который вызывает индукцию. Примеры:

1. В опыте, изображенном на рис. 149 (стр. 107), индукция происходила при возрастании магнитного поля. Следовательно, ток, возникающий в индукционной катушке, должен препятствовать нарастанию магнитного поля, т. е. должен иметь направление, противоположное направлению тока в катушке поля.

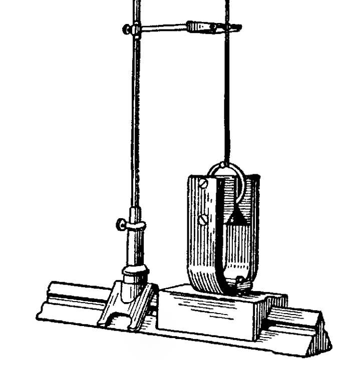


Рис. 183. Кольцеобразная индукционная катушка подвешена между полюсами подковообразного магнита, который можно перемещать по шине.

2. На рис. 183 алюминиевое кольцо, являющееся индукционной катушкой, подвешено, как маятник, между полюсами подковообразного магнита, имеющими форму конусов. Отодвигая магнит по направляющей шине в сторону, мы увидим, что кольцо следует за магнитом.

[1]) Конечно, совершенно независимо от произвольного выбора единиц тока и напряжения. Обе единицы входят как в числитель, так и в знаменатель произведения $\varepsilon_0\mu_0$.

Индукционный ток в кольце препятствует разделению катушки и магнита, которое является причиной процесса индукции.

3. Обратим этот опыт, т. е. будем приближать магнит к кольцу и попробуем привести кольцо в центральную область поля. Теперь кольцо отступает от приближающегося магнита, т. е. замедляется сближение магнита и кольца, являющееся причиной индукции.

4. В случаях 2 и 3 мы можем сделать отверстие кольца сколь угодно малым. Кольцо превратится при этом в массивный металлический диск. Индуцированные в этом диске токи называют *вихревыми токами*.

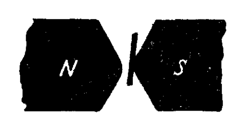


Рис. 184. Вихревые токи тормозят падение серебряной монеты в неоднородном магнитном поле.

Поместим серебряную монету в *неоднородное* магнитное поле большего электромагнита (рис. 184). Мы увидим, что она не падает с обычным для воздуха ускорением, а опускается очень медленно, как бы в вязкой жидкости. Настолько сильно препятствует здесь процесс индукции своей причине, т. е. падению монеты.

5. Заменим прямолинейное движение вращением. Как показано на рис. 185, мы будем вращать подковообразный магнит вокруг его продольной оси и получим таким

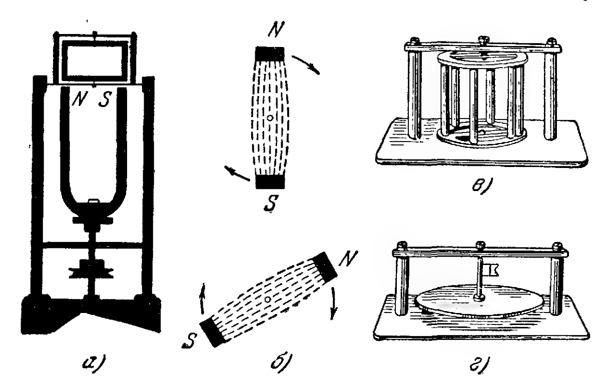


Рис. 185. *а* — вращающееся магнитное поле с различными «индукционными роторами». *б* — схема магнитного поля, создаваемого прибором *а*, в двух положениях, повернутых друг относительно друга на 60° Небольшими кружками отмечена для наблюдателя, смотрящего сверху, ось вращения подковообразного магнита и линий его поля между вращающимися полюсами *NS*. *в* и *г* — два ротора, которые можно помещать над вращающимся магнитом вместо прямоугольного ротора на рис. *а*. Применение ротора *г* представляет собой обращение опыта, показанного на рис. 187.

образом вращающееся магнитное поле. В это *«вращающееся магнитное поле»* мы поместим индукционную катушку, укрепленную в подшипниках так, что она может вращаться вокруг этой же оси. На нашем рисунке эта катушка имеет вид простой

прямоугольной рамки. Мы увидим, что рамка следует за вращением поля: процесс индукции препятствует повороту рамки относительно поля, который является причиной индукции. Вскоре рамка будет вращаться с почти такой же угловой скоростью, как и поле. Вращаться с точно такой же скоростью она не может, так как при этом прекратилось бы изменение поля внутри поверхности рамки, а стало быть, прекратился бы и процесс индукции. Выраженную в процентах разность между скоростями катушки и вращающегося поля называют *скольжением*. При техническом использовании этого опыта простую прямоугольную рамку заменяют металлической клеткой (рис. 185, *в*). В этом случае говорят об индукционном или короткозамкнутом роторе (ср. рис. 234).

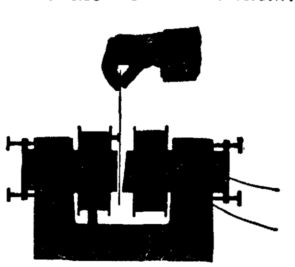


Рис. 186. Вихревые токи тормозят вращение алюминиевого диска. Ось вращения расположена за плоскостью рисунка. Лобовые поверхности магнитных полюсов могут быть также параллельны друг другу, но в этом случае действуют только неоднородные краевые области поля.

6. В четвертом опыте мы познакомились с вихревыми токами. При этом неоднородное поле двигалось через ограниченную металлическую пластинку, и следовательно, магнитное поле, пронизывающее эту пластинку, изменялось.

Вихревые токи могут, однако, возникать и без изменения положения тел в пространстве. На рис. 186 мы видим круглый алюминиевый диск, помещенный в неоднородное магнитное поле электромагнита. Ось вращения диска находится далеко за плоскостью рисунка. Диск можно поворачивать лишь с большим трудом, мы ощущаем при этом как бы вязкое трение огромной величины. Индукция вихревых токов препятствует причине, вызывающей эту индукцию,— вращению диска.

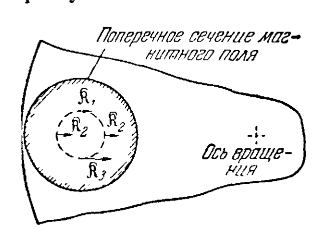


Рис. 187. К возникновению вихревых токов в движущемся диске на рис. 186.

Возникновение этих вихревых токов лучше всего истолковать как *индукцию в движущихся проводниках*. На рис. 187 изображено сечение магнитного поля и часть диска. При этом для простоты мы поместили ось вращения диска посередине высоты поля. Маленький пунктирный кружок на рисунке изображает замкнутое кольцо электронов в диске. Все эти электроны принимают участие в движении диска и потому на них действуют силы, отмеченные на рисунке стрелками $\mathfrak{K}$. Так как величина этих сил $\mathfrak{K} = \mathfrak{B}qu$ (§ 64), а плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ внизу больше, чем наверху, то $\mathfrak{K}_3$ больше, чем $\mathfrak{K}_1$, и это создает круговое движение электронов против часовой стрелки. Кроме того, силы $\mathfrak{K}_2$ смещают весь путь тока вправо. Оба эти движения накладываются друг на друга, и пути вихревых токов принимают вид циклоиды.

§ 67. «Ползущий гальванометр». Магнитный поток при различном железном замыкании. Вернемся к первому опыту предыдущего параграфа. Там на рис. 183 металлическое кольцо было подвешено как маятник в магнитном поле. Если мы толкнем этот маятник, то после нескольких колебаний он остановится в положении равновесия. Возникающие при индукции силы препятствуют колебаниям (правило Ленца). Это индукционное гашение (или «демпфирование») колебаний очень часто применяется для подавления вредных колебаний. Часто оно осуществляется как *«демпфирование вихревыми токами»*. Нужно представить себе, что кольцо на рис. 183 заменено металлическим диском.

Индукционное демпфирование прежде всего стало неизбежным приемом при конструировании многочисленных измерительных приборов. Оно устраняет мешающие и отнимающие много времени качания стрелок приборов до того, как они установятся в своем окончательном положении. Практически всегда удается добиться как раз *апериодической* [1]) установки стрелки.

В качестве единственного примера мы рассмотрим устройство для *индукционного демпфирования измерителей тока с вращающейся катушкой.* (рис. 19). Обычно оно состоит из двух частей. Во-первых, в качестве носителя витков катушки применяют прямоугольную металлическую рамку. Если разумно перенести наши рассуждения на вращательные колебания, то эта рамка действует, как кольцо на рис. 183. Во-вторых, сама вращающаяся катушка может действовать как замкнутая металлическая индукционная катушка. Прибор применяется в самых разнообразных цепях тока. При этом в случае надобности мы всегда можем установить проводящее соединение между концами вращающейся катушки. Сопротивление этого проводящего соединения (на рис. 40 около 10^6 *ом*) называется внешним сопротивлением. Подбирая подходящее значение этого сопротивления, опытный экспериментатор всегда может добиться как раз апериодической установки стрелки, т. е. установки ее без качаний и не слишком медленной.

При слишком большом демпфировании стрелка прибора, как говорят, «ползет», т. е. достигает своего окончательного положения, хотя и апериодически, но очень медленно. Такое медленное ползание стрелки делает гальванометр совершенно непригодным для измерения токов и напряжений. Напротив, «ползущий гальванометр» оказывается необычайно полезным прибором при измерениях импульсов тока ($\int I dt$) и импульсов напряжения ($\int U dt$): он автоматически *суммирует* ряд последовательных импульсов за длительное время наблюдения. Механическая аналогия поможет уяснить это.

---

[1]) Т. е. не «ползущей», см. ниже!

На рис. 188 тяжелый маятник погружен своим концом в очень вязкую жидкость, например мед. При этом движение сильно демпфируется. Ударом молотка заставим действовать на маятник некоторый импульс силы ($\int \mathfrak{K} dt$). Маятник сразу продвинется на некоторое расстояние и затем практически остановится: из-за сильного демпфирования он может вернуться к своему нулевому положению только через несколько минут. Поэтому второй импульс силы (второй удар молотком) застанет маятник в конечной точке его первого отклонения, и оба отклонения сложатся. Подобным же образом импульс силы противоположного направления (удар молотком слева) вычтется из первого и т. д.

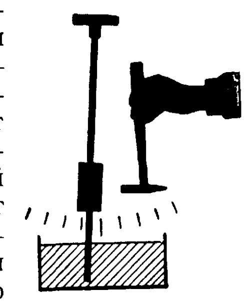


Рис. 188. К пояснению действия «ползущего гальванометра».

Ползущие гальванометры применяются в измерительной технике главным образом для суммирования импульсов напряжения. Их калибруют в вольт-секундах, как показано на рис. 148 (стр. 106). В качестве примера применения ползущего гальванометра изучим влияние железа на магнитный поток Φ катушки, по которой идет ток. На рис. 189 эта катушка охвачена импровизированной индукционной петлей. Указатель гальванометра стоит на нулевом делении шкалы. Теперь приступим к опытам.

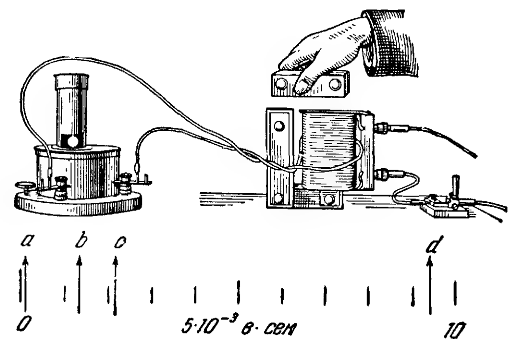


Рис. 189. Изменение магнитного потока путем «железного замыкания». Магнитный поток измеряется «ползущим гальванометром» (флюксметром). Измерительный прибор тот же, что на рис. 75, 83 и др., но он сильно демпфирован благодаря малой величине внешнего сопротивления индукционной петли. Поперечное сечение железного сердечника приблизительно 50 *см*². Для увеличения отклонения можно заменить один индукционный виток несколькими.

1. Включим в катушку ток (около 3 *а*). Указатель гальванометра передвинется в положение *a*, что соответствует магнитному потоку в 10^{-4} *в·сек*. Таков магнитный поток Φ пустой катушки.

2. Наденем катушку на одно колено U-образного железного сердечника. Указатель смещается в положение *b*, магнитный поток возрос до значения $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ *в·сек*.

3. Будем скачками приближать к сердечнику замыкающее его железное ярмо, и, наконец, наложим это ярмо на сердечник. Указатель прибора будет при этом рывками перемещать-

ся до положения *d*, магнитный поток возрастет до значения $9{,}4 \cdot 10^{-3}$ *в·сек.*

4. Выключим ток. Указатель гальванометра перейдет в положение *c*. Это означает, что остаточное намагничивание железа создает магнитный поток в $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ *в·сек*. Наконец, удалим железный сердечник и ярмо, при этом указатель гальванометра снова вернется в нулевое положение. Катушка без тока и железного сердечника по-прежнему свободна от магнитного потока.

Нетрудно качественно объяснить эти результаты на основе того, что мы уже знаем, и примитивной картины молекулярных токов. Магнитный поток поля с сечением F при напряженности поля $\mathfrak{H}$ равен $\Phi = \mu_0 \mathfrak{H} F$. Магнитное поле катушки ориентирует магнитные поля молекулярных токов в железе, выстраивая их параллельно себе. При этом невидимые витки тока прибавляются к видимым, и напряженность поля возрастает. Количественно эти процессы будут рассмотрены подробнее в главе XIV. Для понимания последующих глав эти знания, однако, не необходимы. Достаточно того, что мы установили выше: *магнитный поток* Φ *катушки с током можно с помощью железного сердечника увеличить примерно в* 100 *раз. Кроме того, можно легко изменять его, изменяя степень железного замыкания.*

§ 68. Магнитный момент $\mathfrak{M}$. Простейшим и удобнейшим индикатором магнитного поля, несомненно, является компасная стрелка. Магнитное поле создает вращающий момент, действующий на укрепленный соответствующим образом стержневой магнит. Можно заменить этот магнит катушкой с током, как это показано, например, на рис. 10. Как возникает этот момент? Как можно изучить его количественно? На эти вопросы мы ответим сначала для случая катушки с током, которую мы установим так, чтобы плоскости ее витков были параллельны линиям поля.

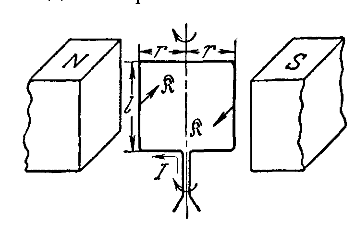


Рис. 190. К возникновению магнитного момента. *I* — условное направление тока.

На рис. 190 вместо всей катушки изображен только один виток, которому мы для простоты придали прямоугольную форму. Из четырех сторон этого витка только две вертикальные перпендикулярны к линиям поля. Следовательно, на каждую из них действует сила $\mathfrak{K} = \mu_0 \mathfrak{H} Il$. Каждая из этих сил действует на плечо r, они создают таким образом вращающий момент

$$\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \mu_0 \mathfrak{H} Il \cdot 2r = \mu_0 \mathfrak{H} IF \qquad (94)$$

(F — площадь сечения витка независимо от его формы — прямоугольной, круговой и т. д.).

Теперь введем *новое понятие*. Произведение $\mu_0 I \cdot F$ мы будем называть *магнитным моментом* витка и будем обозначать его буквой $\mathfrak{M}$. Таким образом,

$$\mathfrak{M} = \mu_0\, IF = \mathfrak{M}_{\text{мех}}/\mathfrak{H}. \tag{95}$$

Например, $\mathfrak{M}_{\text{мех}}$ в ньютон-метрах или вольт-ампер-секундах; $\mathfrak{M}$ в вольт-секунда-метрах; $\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}$ *в·сек/а·м*; I — в амперах, F — в кв. метрах.)

Тогда мы можем написать

Вращ. момент $\mathfrak{M}_{\text{мех}}$ = магн. момент $\mathfrak{M} \times$ напряженность поля $\mathfrak{H}$.
(ньютон-метр) (вольт-секунда-метр) (ампер на метр) (96).

Магнитный момент $\mathfrak{M}$ нужно представлять себе как вектор, перпендикулярный к плоскости пути тока, и направленный так, чтобы для наблюдателя, смотрящего по направлению $\mathfrak{M}$, направление тока было противоположно направлению движения часовой стрелки. Большей частью приходится иметь дело не с *одним* витком прямоугольной формы, а с катушками, состоящими из большого числа витков произвольной формы (вытянутыми или плоскими, с постоянным сечением F, как в цилиндрических катушках, или с переменным сечением, как это бывает в многослойных, чаще всего плоских катушках).

Для этого случая напомним вторично о соответствующем механическом опыте. На рис. 110 мы имели стержень S, укрепленный на конце спицы R. На этот стержень действовал создаваемый обеими силами $\mathfrak{K}$ вращающий момент $\mathfrak{r} \times \mathfrak{K}$. При этом $\mathfrak{r}$ означает расстояние по перпендикуляру между стрелкой, изображающей силу, и осью A. Длина спицы R не имеет никакого значения.

В соответствии с этим мы можем и для катушки просто *складывать* вращающие моменты отдельных витков ее независимо от их расстояния от общей оси. Для общего вращающего момента мы получаем таким образом выражение

$$\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \mu_0\, \mathfrak{H}\, I \sum F. \tag{97}$$

Для легко измеряемых цилиндрических катушек с небольшим числом слоев обмотки все n витков имеют практически одну и ту же площадь сечения F. Поэтому магнитный момент такой катушки равен

$$\boxed{\mathfrak{M} = \mu_0\, I\, n\, F.} \tag{98}$$

(Примеры на рис. 191.)

Во внешнем пространстве постоянные магниты любого вида и намагниченные куски железа не отличаются от катушек с током или пучков таких катушек (§ 45). Но траектории вращающихся

внутри них зарядов невидимы. Поэтому магнитный момент $\mathfrak{M}$ постоянных стержневых магнитов нельзя вычислять по формуле (97), как мы это делали в случае катушек с током. Его можно, однако, определить с помощью соотношения

$$\mathfrak{M}_{мех} = \mathfrak{M} \times \mathfrak{H} \qquad (96)$$

(единицы, как на стр. 141).

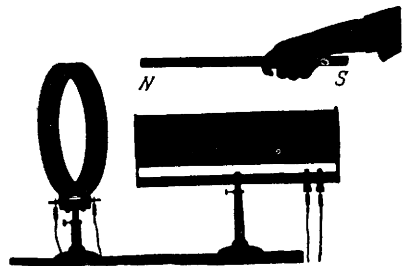


Рис. 191. Стержневой магнит и две катушки без железных сердечников, имеющие один и тот же магнитный момент $\mathfrak{M}=4,3 \times 10^{-5}$ *в·сек·м*. Длинная катушка имеет длину 10,6 *см* и 4300 витков, плоская — диаметр в 25,4 *см* и 730 витков. Ток $\approx$ 0,9 *а*.

Укрепим постоянный магнит наподобие компасной стрелки так, чтобы он мог с небольшим трением поворачиваться вокруг вертикальной оси. После этого с помощью измеряемого вращающего момента (пружинные весы F, действующие на плечо рычага $\mathfrak{r}$) повернем магнит так, чтобы прямая, соединяющая его полюсы, была перпендикулярна к однородному магнитному полю напряженности $\mathfrak{H}$. На рис. 192 показано, как выполняется такое измерение для стержнеобразного магнита в магнитном поле Земли.

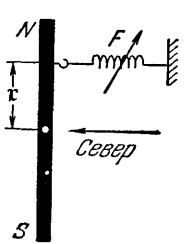


Рис. 192. Измерение магнитного момента стержневого магнита, укрепленного так, что он может поворачиваться в магнитном поле Земли в горизонтальной плоскости. Вращающий момент $\mathfrak{M}_{мех} = \mathfrak{r} \times \mathfrak{K}$. Сила $\mathfrak{K}$ равна 0,8 понда $= 7,8 \cdot 10^{-2}$ *н* при плече рычага $\mathfrak{r} = 0,1$ *м*. Напряженность горизонтальной составляющей земного магнитного поля $\mathfrak{H}_{гор} = 15$ *а/м*.

$$\mathfrak{M} = \frac{\mathfrak{M}_{мех}}{\mathfrak{H}_{гор}} = 5,2 \cdot 10^{-5} \text{в·сек}.$$

Небольшие вращающие моменты $\mathfrak{M}_{мех}$ с трудом поддаются измерению как произведение силы на плечо. Их лучше вычислять поэтому из периода вращательных колебаний T. Как было указано в «Механике» (формула (104) на стр. 103), отношение вращающего момента к углу отклонения

$$\frac{\mathfrak{M}_{мех}}{\alpha} = 4\pi^2 \frac{\Theta}{T^2} \qquad (99)$$

(Θ — момент инерции). Горизонтально подвешенный или укрепленный на оси постоянный магнит устанавливается так, чтобы прямая, соединяющая его полюсы, была параллельна линиям поля, т. е. в магнитном поле Земли имела направление: север — юг (компасная стрелка). Если мы отклоним ее от этого направления на *небольшой* угол α, то на нее будет действовать вращающий момент

$$\mathfrak{M}_{мех} = \mathfrak{M}\,\mathfrak{H} \sin\alpha \approx \mathfrak{M}\,\mathfrak{H}\,\alpha. \qquad (99а)$$

Из формул (99) и (99а) получаем:

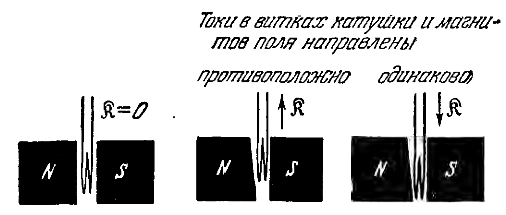
$$\mathfrak{M} = \frac{4\pi^2\Theta}{T^2\mathfrak{H}}. \qquad (100)$$

Здесь T — в секундах; Θ — килограмм-метрах (например, для стержневого магнита $\Theta = {}^1/_{12}$ массы стержня $\times$ (длина стержня) ^{2}); $\mathfrak{H}$ — в амперах (например, для горизонтального поля Земли $\mathfrak{H}=15$ *а/м*); $\mathfrak{M}$ — в вольт-секунда-метрах.

Магнитный момент играет важную роль в измерительной технике. В качестве первого примера рассмотрим *вычисление сил в неоднородных магнитных полях и измерение градиента поля $\partial\mathfrak{H}/\partial x$.*

Поместим некоторое тело с магнитным моментом $\mathfrak{M}$ (катушку с током, стержнеобразный магнит и т. п.) в однородное магнитное поле. При этом на тело действует только вращающий момент $\mathfrak{M}_{\text{мех}}=\mathfrak{M}\times\mathfrak{H}$. Магнитная продольная ось тела (ось катушки или стержня) устанавливается параллельно линиям однородного магнитного поля.

В неоднородном магнитном поле, кроме вращающего момента, возникает также и сила $\mathfrak{K}$, втягивающая или выталкивающая тело в направлении градиента поля $\partial\mathfrak{H}/\partial x$. Рис. 193 и 194 поясняют это важное различие между однородным и неоднородным полем.



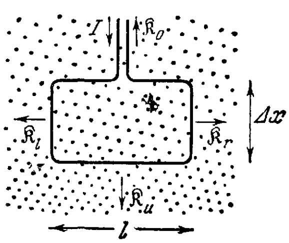


Рис. 193. В однородном поле на катушку с током, т. е. на тело, обладающее магнитным моментом $\mathfrak{M}$, силы не действуют.

Рис. 194. Напротив, в неоднородном поле силы действуют. Вместе с тем это — модель диамагнитного и парамагнитного вещества.

Рис. 195. К выводу формулы (101). I — условное направление тока от + к —.

Возникновение и величину этой силы мы уясним себе на основе рис. 195. Представим себе, что линии магнитного поля перпендикулярны к плоскости рисунка и направлены на нас. На рисунке отмечены точки их пересечения с плоскостью бумаги. Напряженность поля $\mathfrak{H}$ пусть возрастает сверху вниз.

В качестве тела с магнитным моментом $\mathfrak{M}$ взят прямоугольный виток проволоки (с площадью $F = l\cdot\Delta x$), по которому идет ток I. Направленные влево и вправо равные силы $\mathfrak{K}_l$ и $\mathfrak{K}_r$ взаимно уничтожаются. Силы же, действующие вверх и вниз, различны по величине. Согласно формуле (86), стр. 133,

$$\mathfrak{K}_0 = \mu_0 I\cdot l\,\mathfrak{H},$$

$$\mathfrak{K}_u = \mu_0 I\cdot l\left(\mathfrak{H}+\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial x}\Delta x\right).$$

Таким образом, направленная вниз результирующая сила $\mathfrak{K}=\mathfrak{K}_u-\mathfrak{K}_0$, или

$$\mathfrak{K}=\mu_0 Il\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial x}\Delta x=\mu_0 IF\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial x}.$$

Пользуясь равенством (95), стр. 141, мы можем переписать это в виде

$$\boxed{\mathfrak{K}=\mathfrak{M}\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial x}.} \tag{101}$$

Такова, стало быть, сила, втягивающая тело с магнитным моментом $\mathfrak{M}$ в область большей или меньшей напряженности поля. Знак ее определяется по рис. 194. Обычно формулой (101) пользуются для измерения неизвестного градиента поля с помощью пробной катушки с известным магнитным моментом $\mathfrak{M}$.

Численный пример. На рис. 194 мы имеем $\mathfrak{M}=1{,}45\cdot 10^{-7}$ *в·сек·м* (именно: 2 витка площадью по 20 *см*² при токе в 29 *а*), $\mathfrak{K}=20$ пондов $\approx 0{,}2$ ньютона. Следовательно, $\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial x}=1{,}4\cdot 10^{6}$ *а/м*².

§ 69. Локализация магнитного потока и магнетостатика. Для магнитного потока катушек из n витков одинакового поперечного сечения F мы получили в § 68 следующее выражение: $\mathfrak{M} = \mu_0\cdot n\cdot I\cdot l$. Для частного случая длинных цилиндрических катушек это выражение можно упростить. Разделим обе части его на длину катушки l и примем во внимание два определяющих равенства:

Напряженность поля $\mathfrak{H}=\frac{nI}{l}$ (47), а магнитный поток $\Phi=\mu_0\cdot\mathfrak{H}\cdot F$ (54). Мы получаем, таким образом, соотношение

$$\boxed{\mathfrak{M}=\Phi\cdot l.} \tag{102}$$

(Единицы, например, вольт-секунда-метры.)

Это означает, что *магнитный момент длинной катушки можно определить, умножив ее магнитный поток* Φ *на длину* l.

Равенство (102) мы сопоставим с двумя тесно связанными друг с другом опытными фактами:

1. В длинной катушке полюсы, т. е. места, где линии поля выходят наружу, ограничены самыми краями катушки, см., например, рис. 138.

2. При измерении магнитного потока Φ (рис. 154) в случае длинных катушек расстояние индукционной катушки от конца катушки поля практически не имеет значения, если только оно не меньше примерно $^1/_{10}$ длины катушки.

Эти факты позволяют *локализовать* магнитный поток на обоих концах длинной катушки.

Соответственно пытаются локализовать и магнитный поток постоянных стержнеобразных магнитов. Это, однако, удается гораздо хуже, так как:

1. Области, где выходят наружу магнитные линии, охватывают почти всю длину катушки (см. рис. 138).

2. При измерении магнитного потока с помощью индукционной петли (рис. 196) результаты существенно зависят от расстояния петли от конца стержня.

В силу этого в случае намагниченных стержней магнитный поток можно локализовать не в концах стержня, а в определенной области у этих концов, охватывающей обычно около $^1/_6$ длины стержня, считая от соответствующего конца. Нижняя часть рис. 197 поясняет это. На этом рисунке сопоставлено распределение магнитного потока для длинной катушки и намагниченного стержня. Для получения этих кривых индукционную петлю (рис. 154 и 196) шаг за шагом перемещали на отрезок Δl и измеряли соответственную прибавку $\Delta\Phi$ к магнитному потоку, после чего графически изобразили зависимость $\frac{\Delta\Phi}{\Delta l}$ от l. Заштрихованная площадь изображает весь магнитный поток Φ. Его локализуют в «центрах тяжести», или «полюсах» N и S.

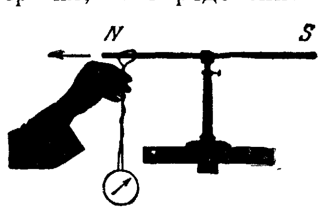


Рис. 196. Измерение магнитного потока или силы полюса (количества магнетизма) постоянного стержневого магнита Примерно $\Phi=1{,}6\cdot10^{-4}$ *в·сек*. Размеры петли не имеют значения, если можно пренебречь ошибкой, поясненной на рис. 152 (влияние идущих в обратном направлении линий магнитного поля).

Против локализации магнитного потока ничего возразить нельзя. Но нужно решительно отвергнуть нечто иное. Локализованный магнитный поток рассматривали как место возникновения или источник линий магнитного поля и называли его поэтому *количеством магнетизма*. Это представление подкрепляли картинами линий поля вроде той, какая изображена на рис. 198. Но в этой картине с помощью искусственного приема уничтожена часть линий поля, проходящая внутри катушки. Линии поля уже не имеют вида замкнутых кривых, а имеют свое начало в двух приблизительно точечных областях N и S. Самое применение наименования «количества магнетизма» вместо «магнитного потока» подсказывает ложную аналогию между количествами магнетизма и количествами электричества. Поэтому мы всегда должны

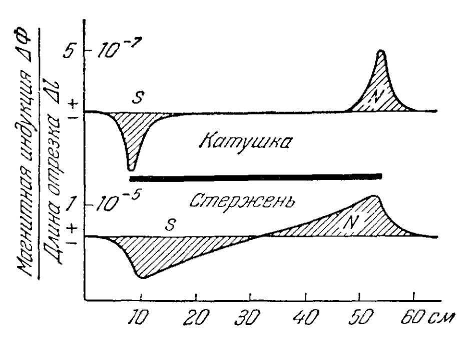


Рис. 197. К локализации магнитного потока.

иметь в виду картины замкнутых линий магнитного поля (например, рис. 134) и в дальнейшем в крайнем случае схематизировать их так, как это показано на рис. 199.

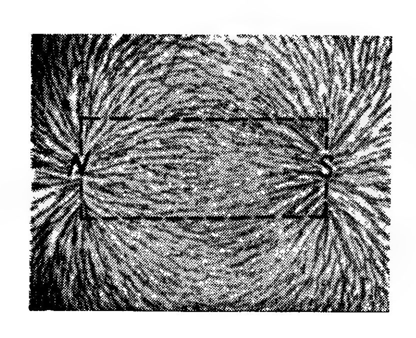


Рис. 198. Линии магнитного поля пучка катушек с током. Плоскость рисунка для железных опилок проходила *между* отдельными слоями катушек (ср. рис. 135).

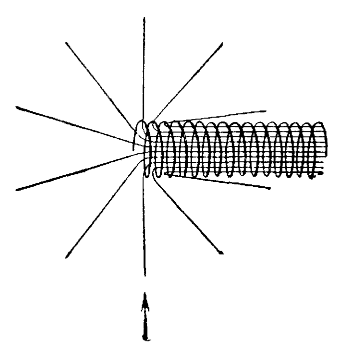


Рис. 199. Левый конец длинной тонкой катушки с током с исходящими из него приближенно радиально-симметричными линиями магнитного поля.

Локализуя магнитный поток на концах или в полюсных областях длинных катушек и намагниченных стержней, мы приходим к ряду часто применяемых формул. Приведем несколько примеров.

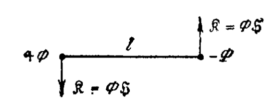


Рис. 200 Схема магнитного диполя в однородном магнитном поле.

I. *Сила, с которой поле напряженности* $\mathfrak{H}$ *действует на полюсную область с магнитным потоком* Φ. Сопоставляя равенства (96), стр. 141 и (102), стр. 144, можем написать:

вращающий момент $\mathfrak{M}_{\text{мех}}$ = магнитный момент $\Phi l \times$ напряженность поля $\mathfrak{H}$.

Теперь заменим по схеме рис. 200 механический момент $\mathfrak{M}_{\text{мех}}$ произведением $(l \times \mathfrak{K})$ — плечо × сила и получим:

сила $\mathfrak{K}$ = магнитный поток $\Phi \times$ напряженность поля $\mathfrak{H}$. (103)
(ньютон) (вольт-секунд) (ампер на метр)

Мы получаем таким образом некоторую, хотя и чисто формальную аналогию с выведенным нами на стр. 72 равенством (17) для электрического поля:

сила $\mathfrak{K}$ = количество электричества $q \times$ напряженность поля $\mathfrak{E}$.
(ньютон) (ампер-секунд) (вольт на метр)

Применение равенства (17) в случае электрического поля было подробно разъяснено на стр. 72. Сказанное там можно разумно перенести и на применение равенства (103) в случае магнитного поля. Прежде всего это означает, что *под* $\mathfrak{H}$ *в равенстве* (103) *сле-*

дует понимать первоначальное значение напряженности магнитного поля, которое имело место до внесения в него магнитного потока Ф.

II. *Магнитное поле на большом расстоянии от полюсной области с магнитным потоком* Ф. На рис. 199 схематически изображены линии поля длинной катушки (ср. рис. 134). При этом для экономии места изображено только поле у левого конца катушки.

На большом расстоянии от полюсной области распределение линий поля является приближенно радиально-симметричным (рис. 199). Чем длиннее стержень или катушка, тем точнее это приближение. Поэтому на большом расстоянии r магнитный поток симметрично распределен по поверхности сферы $4\pi r^2$. Стало быть, на достаточно большом расстоянии плотность магнитного потока

$$\mathfrak{B}_r = \frac{\Phi}{4\pi r^2} \quad \text{и} \quad \mathfrak{H}_r = \frac{\Phi}{4\pi\mu_0 r^2}. \tag{104}$$

(вольт-секунда на кв. метр) (ампер на метр)

III. *Магнитное поле непосредственно у плоской лобовой поверхности полюсной области.* На рис. 154 и 196 мы показали, как производится измерение магнитного потока Ф длинной катушки и намагниченного стержня. При этом, до того как мы стягивали петлю со стержня или катушки, она находилась вблизи их середины. На рис. 199, следовательно, мы должны были бы представлять себе эту петлю находящейся далеко вправо. При стягивании петли с катушки она охватывает все линии поля.

На этот раз, напротив, мы поместим петлю прямо у конца катушки, над стрелкой на рис. 199. Когда мы будем стягивать ее, то она пересечет только те линии поля, которые расположены слева от стрелки, т. е. половину общего числа их. Поэтому плотность магнитного потока через лобовую поверхность $\Phi_s = \frac{\Phi}{2}$ (ср. также рис. 197). Разделив это равенство на площадь сечения катушки F, мы получим следующее выражение для плотности магнитного потока непосредственно у лобовой поверхности:

$$\mathfrak{B}_s = \frac{1}{2}\frac{\Phi}{F} \quad \text{и} \quad \mathfrak{H}_s = \frac{1}{2\mu_0}\frac{\Phi}{F}. \tag{105}$$

IV. *Магнитное поле на большом расстоянии* r *от тела с магнитным моментом* $\mathfrak{M}$. Катушки с железным сердечником или без него, по которым идет ток, и постоянные магниты могут иметь один и тот же магнитный момент $\mathfrak{M}$ при самой различной форме. Это показано на рис. 191.

Вблизи катушек и постоянных магнитов распределение поля зависит от формы этих тел, но *на достаточно большом расстоянии характеризующие поле величины $\mathfrak{B}$ и $\mathfrak{H}$ определяются только значением магнитного момента* $\mathfrak{M}$. На рис. 201, 202 это показано для обоих так называемых «*главных*» *положений*. В качестве носителя магнитного момента здесь изображен небольшой стержневой магнит, часто называемый *магнитным диполем*.

N S — R — $\mathfrak{B}=\frac{1}{2\pi}\frac{\mathfrak{M}}{R^3}$

Первое главное положение

S N — R — $\mathfrak{B}=\frac{1}{4\pi}\frac{\mathfrak{M}}{R^3}$

Второе главное положение

Рис. 201, 202 Первое (рис 201) и второе (рис. 202) «главные» положения. Плотность магнитного потока (магнитная индукция) $\mathfrak{B}$ на большом расстоянии R от середины стержневого магнита или катушки с магнитным моментом $\mathfrak{M}$. Деля ее на $\mu_0=1{,}256\cdot 10^{-6}$ *в·сек/а м*, получаем соответствующее значение напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ в единицах ампер на метр.

Вывод. Согласно формуле (104), каждый из концов стержня создает в месте наблюдения плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_r=\frac{\Phi}{4\pi R^2}$. Действует только их разность, т. е. для первого главного положения

$$\mathfrak{B}=\frac{\Phi}{4\pi}\left(\frac{1}{\left(R-\frac{l}{2}\right)^2}-\frac{1}{\left(R+\frac{l}{2}\right)^2}\right). \tag{106}$$

Если R достаточно велико по сравнению с длиной магнита l, то можно пренебречь величиной l^2 по сравнению с R^2, что дает

$$\mathfrak{B}=\frac{1}{2\pi}\frac{\Phi l}{R^3}=\frac{1}{2\pi}\frac{\mathfrak{M}}{R^3}. \tag{107}$$

Таким же образом для второго главного положения получаем

$$\mathfrak{B}=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{\mathfrak{M}}{R^3}. \tag{108}$$

V. *Измерение неизвестного магнитного момента с помощью одного из «главных положений»*. Равенства (107) и (108) имеют важные применения в измерительной технике, прежде всего для экспериментального определения неизвестных магнитных моментов $\mathfrak{M}$. Для этой цели измеряют величину $\mathfrak{B}$ в одном из главных положений. Это измерение производят либо прямо с помощью пробной катушки (§ 53), либо путем сравнения с известной плотностью магнитного потока для горизонтальной составляющей земного магнитного поля: $\mathfrak{B}_{гор}=0{,}2\cdot 10^{-4}$ *в·сек/м²*. Можно, например, поставить опыт так, чтобы направления $\mathfrak{B}$ и $\mathfrak{B}_{гор}$ были взаимно перпендикулярны, и определить с помощью магнитной стрелки угол наклона α их результирующей. Тогда искомое значение $\mathfrak{B}=\mathfrak{B}_{гор}\operatorname{tg}\alpha$ (рис. 203). Зная это значение $\mathfrak{B}$, мы вычисляем искомый момент $\mathfrak{M}$ с помощью формулы (108).

Широко применяются также компенсационные методы: на компасную стрелку действует, помимо неизвестного магнитного момента, также и другой, известный (рис. 204). Последний создают с помощью тщательно промеренной катушки с током. Магнитный момент этой «компенсационной катушки» вычисляют по формуле (98), стр. 141.

VI. *Силы, действующие между двумя полюсными областями с магнитными потоками* Φ_1 *и* Φ_2, *находящимися на большом расстоянии* r. Объединяя формулы (103) и (104), имеем:

$$\mathfrak{K}=\frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{\Phi_1\Phi_2}{r^2}. \tag{109}$$

(Например, сила притяжения или отталкивания в ньютонах, Φ — в вольт-секундах, r — в метрах; μ_0—$1{,}256\cdot10^{-6}$ *в·сек/а·м*.)

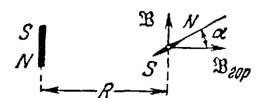


Рис. 203. Измерение плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ поля диполя во «втором главном положении» путем сравнения с известным значением плотности магнитного потока горизонтальной составляющей земного магнитного поля $\mathfrak{B}_{гор}=0{,}2\cdot10^{-4}$ *в·сек/м²*.

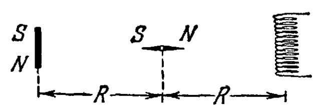


Рис. 204. Измерение неизвестного магнитного момента путем сравнения с катушкой, обладающей известным магнитным моментом (нулевой метод) Рис 203 и 204 являются схематическими. В действительности расстояние R должно быть велико по сравнению с длиной NS.

VII. *Силы между двумя плоскими параллельными лобовыми поверхностями двух очень близких полюсных областей.* Полюс создает непосредственно у своей лобовой поверхности поле с плоскостью магнитного потока

$$\mathfrak{B}=\frac{1}{2}\frac{\Phi}{F}. \tag{105}$$

Согласно равенству (103), это поле действует на магнитный поток Φ другого полюса с силой

$$\mathfrak{K}=\frac{1}{2\mu_0}\frac{\Phi^2}{F}=\frac{1}{2\mu_0}\mathfrak{B}^2F=\frac{\mu_0}{2}\mathfrak{H}^2F. \tag{110}$$

Это равенство можно проверить с помощью производящего большое впечатление опыта с «горшкообразным магнитом» диаметром всего лишь в 5,5 *см* (рис. 205). При питании от батарейки для карманного фонаря такой магнит удерживает груз свыше 100 *кг*.

VIII. *Запас энергии в однородном магнитном поле объема* V. Представим себе, что (рис. 206) две лобовые поверхности магнитных полюсов под действием магнитных сил сблизились на отрезок Δx и подняли некоторый груз. При этом исчезает магнитное поле в объеме $V=F\cdot\Delta x$, и одновременно мы выигрываем

механическую работу

$$A = \mathfrak{K} \cdot \Delta x = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 \cdot F \cdot \Delta x = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V. \qquad (111)$$

Следовательно, однородное магнитное поле с плотностью магнитного потока (магнитной индукцией) $\mathfrak{B}$ или напряженностью $\mathfrak{H}$ содержит в объеме V энергию

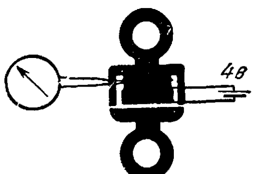


Рис. 205. Горшкообразный магнит. Внизу — катушка поля, наверху — индукционная петля для измерения плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$. Площадь сечения железа $F = 10$ $см^2 = 10^{-3} м^2$, $\mathfrak{B} = 2 в \cdot сек/м^2$, вычисленное по формуле (110) значение $\mathfrak{K}$ равно $1{,}6 \cdot 10^3 н = 163$ кпонда. Если пользуются в качестве источника тока батареей для карманного фонаря, то катушка поля должна иметь около 500 витков.

$$\boxed{W_{\text{магн}} = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V = \frac{\mathfrak{B}}{2\mu_0} V.} \qquad (112)$$

Численный пример. Наибольшие значения плотности магнитного потока, которые удается получить в железных сердечниках, равны приблизительно 2,5 *в·сек/м*^{2}. При этом в объеме 1 $см^3 = 10^{-6} м^3$ запасается в форме энергии магнитного поля энергия около 2,5 *вт·сек*.

Содержание этого параграфа мы можем кратко сформулировать следующим образом: «*Магнитостатические поля формально можно трактовать так же, как электростатические. Для тех и других можно, например, установить закон Кулона (формула* (17) *на стр.* 72 *и формула* (103) *на стр.* 146). *При этом не требуется вводить никаких новых постоянных. Достаточно постоянной закона индукции*

$$\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6} \text{ в·сек/а·м}.$$

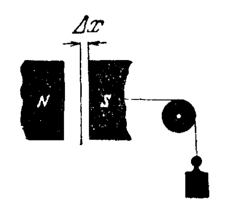


Рис. 206. К вычислению энергии магнитного поля.

§ 70. Заключение. В начале § 68 мы определили при помощи равенства (94) магнитный момент $\mathfrak{M}$ витка с площадью F, по которому идет ток I. Мы положили $\mu_0 I F = \mathfrak{M}$ и $\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \mathfrak{M} \times \mathfrak{H}$. Можно также определить магнитный момент иначе, именно как произведение $I \cdot F = \mathfrak{M}^*$. Тогда $\mathfrak{M}_{\text{мех}} = \mathfrak{M}^* \times \mathfrak{B}$. Таким образом, $\mathfrak{M}^* = \frac{\mathfrak{M}}{\mu_0}$, а единицей его является, например, *ампер·кв. метр*. Оба эти процесса равноправны.

X. ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ, В ЧАСТНОСТИ ИНДУКТИВНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ТОКА И ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛИ

§ 71. Предварительное замечание. Использование явления электромагнитной индукции составляет главное содержание современной электротехники. В этой и следующих главах мы приведем лишь некоторые примеры этого использования, да и их мы коснемся лишь в самых общих чертах.

Для современной швейной машины характерны две особенности: ушко для нитки на острие иглы и одновременное применение двух независимых ниток. Точно так же существенные черты электрического прибора или электрической машины можно охарактеризовать несколькими штрихами. Физическое ядро и решающий прием всегда просты. Грандиозные достижения электротехники лежат не в физической, а в технической области.

§ 72. Индуктивные источники тока. Начнем с важнейших в настоящее время индуктивных источников тока, или генераторов. В них «электроразделительные силы» создаются с помощью процесса индукции. Смысл слова «источник тока» мы пояснили уже выше на основе рис. 115. Мы повторим эту картину еще раз на рис. 207 с двумя дополнениями. Мы представляем себе, что внутри прямоугольника, отмеченного жирными линиями, имеется магнитное поле, перпендикулярное к плоскости бумаги, и что, кроме того, электроды K и A соединены проводником. Теперь мы можем разделять заряды в этом проводнике и перемещать их к электродам двумя способами:

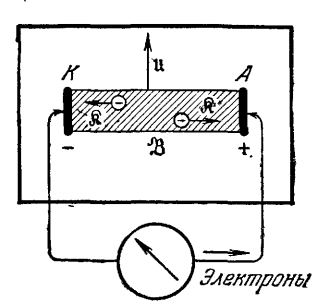


Рис. 207 К определению «индуктивных источников тока». Северный полюс магнитного поля находится за плоскостью рисунка. Стрелкой указано направление движения электронов.

1. Мы можем перемещать проводник в направлении, указанном стрелкой, со скоростью $\mathfrak{u}$. При этом на заряд q действует

сила (формула (82))

$$\mathfrak{K} = q\,(\mathfrak{u} \times \mathfrak{B}).$$

2. Мы можем изменять плотность магнитного потока поля, что проще всего осуществляется путем изменения железного замыкания. При этом возникает электрическое поле (рис. 160), в котором на электрические заряды, находящиеся между K и A, действует сила $\mathfrak{K} = q \cdot \mathfrak{E}$, перемещающая их к соответствующим электродам.

Обычно применяются одновременно оба процесса. Мы поясним это на некоторых конкретных конструкциях.

а) *Генераторы переменного тока с внешними полюсами* (рис. 208). Катушка J вращается вокруг оси A в созданном тем

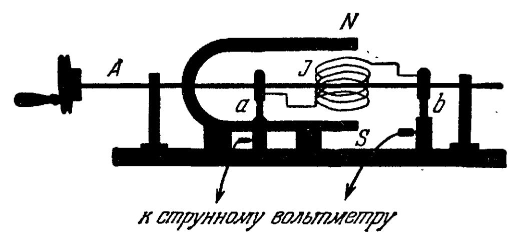


Рис. 208. Генератор переменного тока с внешними полюсами.

или иным способом магнитном поле. Концы катушки соединены с двумя шлифованными кольцами, и прижатые к ним пружины a и b обеспечивают им постоянный электрический контакт с полюсными клеммами машины. При вращении катушки J происходит периодическое повторение простого индукционного опыта. Индуцированное напряжение является «переменным». При медленном вращении катушки за ходом изменения во времени этого напряжения можно проследить с помощью вольтметра с достаточно малым временем установки (около 1 секунды). В частном случае однородного магнитного поля и равномерного вращения эта кривая напряжения будет синусоидой (рис. 209). Частота ν равна частоте вращения.

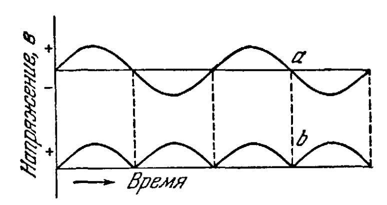


Рис. 209. a — синусоидальная кривая напряжения генератора переменного тока; b — кривая напряжения генератора постоянного тока с простым катушечным ротором. Знаки относятся к направлению электрического поля между клеммами генератора.

На практике обычно снабжают катушку железным сердечником (рис. 210). Катушка и сердечник совместно образуют *ротор* машины. Такого рода конструкции применяются, например, в

так называемых «магнето» для получения искры зажигания в двигателях внутреннего сгорания.

б) *Генератор постоянного тока.* На рис. 211 снова в теневой проекции изображена демонстрационная модель такого генератора. Скользящие контакты генератора переменного тока здесь

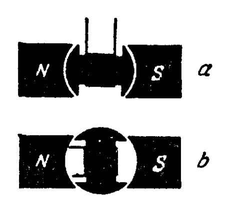


Рис. 210. Железные сердечники в катушке поля и катушке ротора генератора; в положении *a* магнитный поток велик, в положении *b* — он мал.

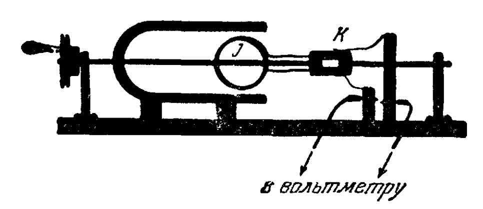


Рис. 211. Генератор постоянного тока с простым катушечным ротором и постоянными магнитами поля.

заменены простым переключающим устройством - коммутатором *K*. После каждого полуоборота это устройство меняет соединение концов катушки с полюсными клеммами. Вследствие этого нижние половинки кривой *a* на рис. 209 переворачиваются кверху, и кривая напряжения принимает вид кривой *b* на рис. 209. Хотя напряжение здесь и изменяется от нуля до некоторого максимального значения, но знак его все время остается одним и тем же.

в) *Генератор постоянного тока с ротором барабанного типа.* Дугообразную кривую напряжения *b* на рис. 209 можно «сгладить». Для этого вместо одной катушки *J* берут несколько катушек, повернутых друг относительно друга на один и тот же

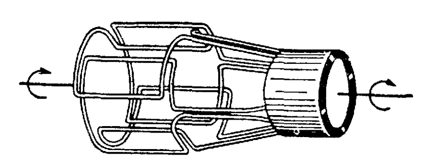


Рис. 212. Ротор барабанного типа с двумя парами катушек.

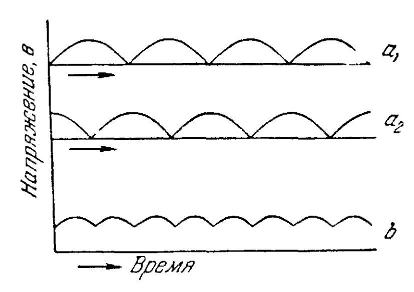


Рис. 213 Кривая напряжения ротора барабанного типа с двумя парами катушек и ее получение.

угол. Вместо катушечного ротора мы имеем теперь так называемый ротор барабанного типа. На рис. 212 изображен схематически такой ротор с двумя парами катушек и коллектором, разделенным на четыре части. В этом примере две дугообразные кривые a_1 и a_2 накладываются друг на друга, как показано на рис. 213. В результате возникает уже гораздо более постоянная кривая напря-

жения, кривая b на рис. 213. В дальнейшем мы будем схематически изображать ротор барабанного типа с его скользящими контактами, или «щетками», так как это изображено на рис. 214. На рис. 215 показана часто демонстрируемая при обучении конструкция генератора постоянного тока с ротором барабанного типа.



Рис. 214. Условный значок для ротора барабанного типа.

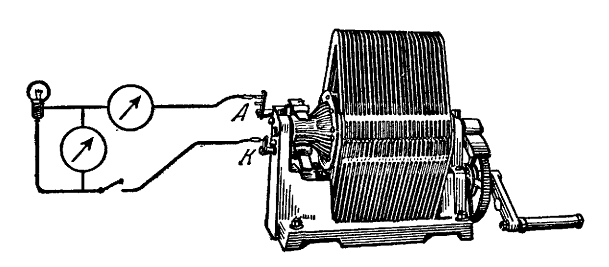


Рис. 215. Генератор постоянного тока устаревшего образца с 2×25 постоянными магнитами поля и барабанным якорем с 9 парами катушек. При токе в 8 *а* и напряжении в 12 *в* лампа в 100 *вт* горит белым накалом. При этом мышцы руки, вращающей машину, должны совершать работу в 12×8 *в·а*≈100 *вт*=0,1 *квт*. Машина идет с трудом; если же разорвать цепь тока, то мышцы не ощущают почти никакого сопротивления. Этот опыт дает возможность оценить работу в 1 *квт·ч* и сопоставить ее с ее стоимостью (для бытовых целей — 4 копейки).

г) *Динамомашина постоянного тока.* В описанных до сих пор генераторах магнитное поле создавалось постоянными магнитами. Эти постоянные магниты можно заменить катушками, по которым идет ток, так называемыми катушками поля Sp, как это показано на рис. 216. Ток в катушках поля может браться от какого-нибудь вспомогательного источника. На рис. 216 показана схема такого «внешнего» возбуждения. Однако сама машина может давать ток, питающий катушки поля. Именно этот принцип и лежит в основе конструкции динамомашин. Этот принцип предполагает наличие железного сердечника в катушках поля. В начале вращения слабое постоянное магнитное поле железа должно индуцировать напряжение в роторе.

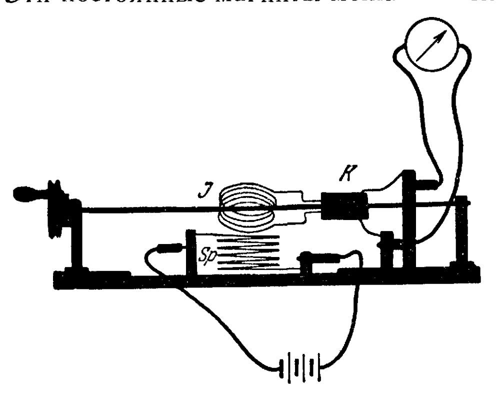


Рис. 216. Генератор постоянного тока с внешним возбуждением.

На рис. 217—220 изображены две основные схемы соединения обмоток ротора и катушек поля, применяемые в динамомашинах

с последовательным и параллельным соединением, а также характеристики этих машин [1]).

Современные конструкции динамомашин по своему внешнему виду, конечно, значительно отличаются от простой схемы на рис. 216. На схеме показана только *одна* пара катушек поля

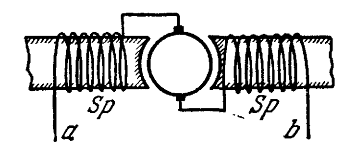


Рис. 217. Схема включения динамомашины с последовательным включением (сериесного генератора).

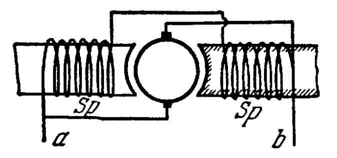


Рис. 218. Схема включения динамомашины с параллельным включением (шунтового генератора).

и *одна* пара скользящих контактов *K*, или щеток. В технике обычно применяют несколько симметрично расположенных пар (от 3 до 5).

д) *Генератор переменного тока с внутренними полюсами.* В машине с внешними полюсами, описанной выше, в п. а), индуцирующее магнитное поле было неподвижно. Ротором служила

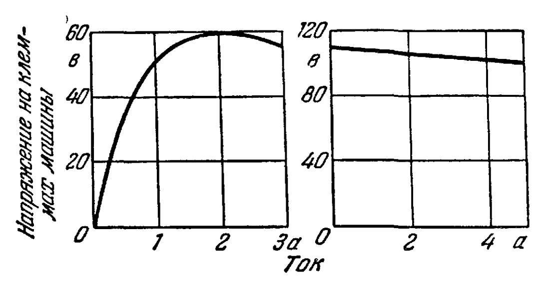


Рис. 219. Характеристика динамомашины с последовательным включением. Напряжение на клеммах *a* и *b* машины сильно зависит от нагрузки.

Рис. 220. Характеристика динамомашины с параллельным включением. Напряжение на клеммах *a* и *в* машины мало зависит от нагрузки.

индукционная катушка *J*. В машине с внутренними полюсами соотношения обратные. Вращающийся ротор несет на себе катушку, по которой идет постоянный ток. В неподвижной части, статоре, находится неподвижная индукционная катушка *J*. При практическом конструировании таких машин обычно катушки многократно чередуются в радиально-симметричном расположении.

[1]) В технике динамомашины с последовательным включением обычно называют *сериесными*, а машины с параллельным соединением — *шунтовыми*.— *Прим. перев.*

Ротор часто представляет собой маховик, на ободе которого располагаются катушки с постоянным током. Этот постоянный ток доставляется вспомогательной машиной, находящейся на одном валу с главной.

е) *Генераторы переменного тока с бескатушечным ротором.* В генераторах, которые мы рассматривали до сих пор, на вращающейся части машины, ее роторе, всегда находились катушки. Можно, однако, изменять магнитный поток внутри индукционной катушки J и с помощью ротора, не несущего на себе катушек. Такие роторы имеют преимущество большой механической прочности и допускают поэтому очень большие скорости вращения. На рис. 221 показана модель такой машины. Легко понять, как она получается из модели, представленной на рис. 189. Вращающийся якорь в этой модели представляет собой узкий прямоугольный кусок железа E. В зависимости от его положения изменяется магнитный поток, пронизывающий индукционную катушку.

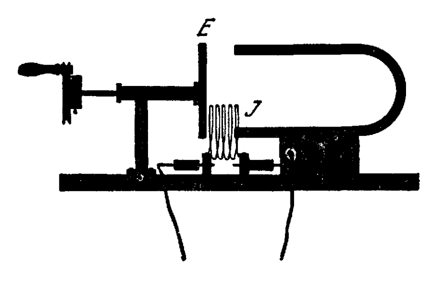


Рис 221. Генератор переменного тока с стержнеобразным бескатушечным ротором.

При техническом осуществлении таких машин постоянные магниты поля часто заменяют электромагнитами, т. е. катушками с железным сердечником Sp, по которым проходит ток. Кроме того, все основные составные части машины многократно повторяются в радиально-симметричном расположении, как это показано на рис. 222. Ротор имеет при этом вид зубчатого колеса.

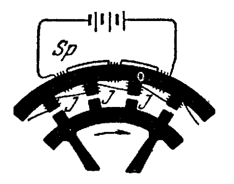


Рис. 222 Генератор переменного тока с ротором в виде зубчатого колеса.

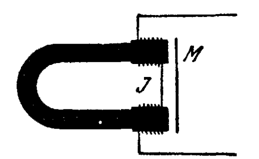


Рис. 223. Схема телефона.

ж) *Телефон как генератор переменного тока.* В генераторе переменного тока с бескатушечным ротором существенным являлось периодическое изменение железного замыкания магнитного потока. Это изменение осуществлялось приближением или удалением зубцов вращающегося ротора.

Вращение можно заменить колебаниями. На рис. 223 индукционная катушка J разделена на две половины, причем на этот раз изображен и железный сердечник, служащий для увеличения магнитного потока. M — колеблющаяся железная мембрана, заменяющая вращающийся ротор. Все это — только технические варианты опыта, изображенного на рис. 221.

Весь этот прибор в целом знаком каждому как *телефон*. Здесь он интересует нас только как генератор переменного тока. Он превращает механическую энергию звуковых волн в электрическую. Чтобы показать это, соединим обычный технический телефон с пригодным для измерения переменных токов амперметром (рис. 224). Если мы будем петь около мембраны, то легко получим токи около 10^{-4} *а*. Эти переменные токи имеют ритм человеческого голоса. Прежде эти переменные токи посылали по проводам на приемную станцию и там снова превращали их в механические колебания. Такая схема показана на рис. 225. Теперь этот процесс является излишним. Голосовые связки человека уже не применяются как мотор для приведения в действие генератора переменного тока. Голос человека используется лишь для того, чтобы *модулировать* в ритме речи уже ранее существовавший сильный ток (микрофон, см. § 223).

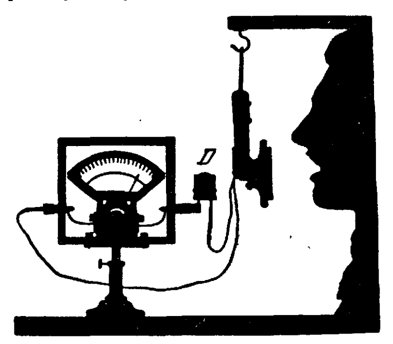


Рис. 224. Телефон устаревшего типа в качестве генератора переменного тока. Амперметр с вращающейся катушкой соединен с небольшим выпрямителем (детектором) D, состоящим из кремне-танталового контакта.

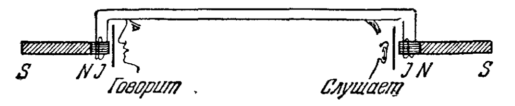


Рис. 225. Прежняя схема соединения двух телефонов для разговора. Здесь стержнеобразные магниты заменяют подковообразные на рис. 223, J — индукционные катушки

Некоторое видоизменение этого генератора снова получило техническое значение в качестве *звукоснимателя* для проигрывания граммофонных пластинок с электрическими громкоговорителями. Нужно только представить себе, что мембрана видоизменена и приводится в движение граммофонной иглой.

§ 73. Электродвигатели. Общие основы. В конечном счете все схемы электродвигателей сводятся к простой схеме, изображенной на рис. 226. Представим себе, что прямоугольник

окаймленный жирными линиями, ограничивает область перпендикулярного к плоскости бумаги магнитного поля с плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$ и что в это поле помещен проводник KA. Заставим тем или иным способом протекать через этот проводник электрический ток (например, от какого-нибудь источника тока U). Тогда в этом проводнике имеются движущиеся заряды q. Их скорости изображены стрелками $\mathfrak{u}_+$ и $\mathfrak{u}_-$. Магнитное поле действует на эти заряды с силами $\mathfrak{K} = q \cdot \mathfrak{u} \cdot \mathfrak{B}$ (формулы (82), стр. 129). Эти силы и перемещают заряды вместе с проводником в направлении стрелки a. — Большей частью обтекаемая током катушка вращается в качестве «ротора» в неподвижном магнитном поле «статора». Действующие на ротор силы создают *вращающий момент.*

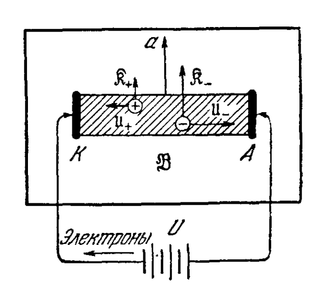


Рис. 226. К определению электродвигателя. Северный полюс находится за плоскостью рисунка. Стрелкой указано направление движения электронов.

Мы ограничимся небольшим числом примеров.

а) *Синхронный двигатель переменного тока.* Этот двигатель в принципе сходен с генератором переменного тока. На рис. 227 одна и та же машина слева действует как генератор, а справа — как двигатель. Положим, что роторная катушка генератора вращается с частотой ν. Тогда и возникающий в ней переменный ток

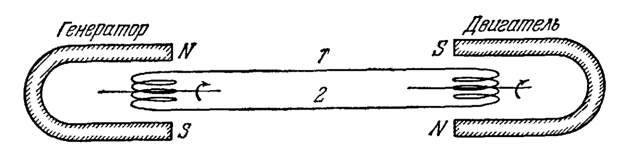


Рис. 227. Синхронный двигатель в соединении с генератором переменного тока с внешними полюсами, *1*, *2* — соединительные провода.

будет иметь частоту ν. Ток по проводам *1* и *2* подают в ротор двигателя и создают в нем вращающий момент. Направление вращения в каждый момент определяется направлением соответствующего тока. Поэтому для поддержания вращения в определенную сторону нужно, чтобы вращающий момент при любом положении ротора имел нужное направление. Достичь этого нетрудно: пусть в рассматриваемый момент времени ток создает в роторной катушке двигателя вращающий момент в направлении, отмеченном стрелкой на рис. 227. Через время $T = \frac{1}{\nu}$ ток будет иметь снова совершенно то же направление и величину. Если он застанет

ротор снова в том же положении, то вращающий момент будет снова действовать в ту же сторону. Следовательно, нужно только вначале довести ротор до надлежащей частоты вращения. После этого он будет дальше вращаться *синхронно* с частотой переменного тока генератора.

В демонстрационном опыте мы наматываем на ось двигателя нитку, стягиваем ее и приводим таким образом ротор во вращение, как детский волчок. Применяемый переменный ток имеет частоту $\nu = 50$ $сек^{-1}$. Он берется от какого-нибудь большого генератора (городской сети).

На практике существует ряд удобных вспомогательных средств для получения начального синхронизма. Синхронные двигатели переменного тока распространены очень широко. Они имеют большие преимущества при эксплуатации линий дальней передачи (они компенсируют реактивные токи асинхронных двигателей, работающих в той же сети).

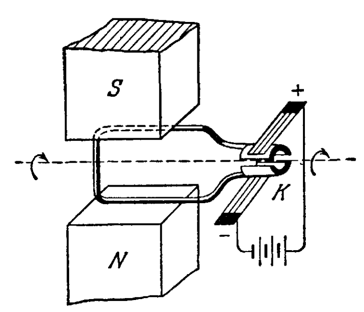


Рис. 228. Схема электродвигателя постоянного тока.

б) *Электродвигатели постоянного тока* внешне сходны с генераторами постоянного тока. Простая схема такого двигателя изображена на рис. 228. Вращающий момент поворачивает ротор вокруг его оси и устанавливает плоскость его витков перпендикулярно к плоскости рисунка. В этот момент направление тока в роторе изменяется на обратное и так происходит после каждого полуоборота. Это переключение автоматически осуществляет жестко закрепленный на оси переключателя коллектор K с его скользящими контактами, или «щетками».

В этой простой схеме, еще и сейчас иногда реализуемой в виде детской игрушки, двигатель имеет мертвую точку. Он не запускается, если плоскость витков его катушки перпендикулярна к линиям поля. Кроме того, вращающий момент его не остается постоянным во все время каждого оборота. Эти недостатки устраняются применением ротора барабанного типа, уже знакомого нам по генераторам постоянного тока (рис. 212). Такие роторы применяются почти без исключений во всех современных электродвигателях постоянного тока. При этом поле статора всегда создается катушками с током (электромагнитами).

Какие факторы определяют частоту вращения ротора? На рис. 229 мы воспроизводим схему двигателя (рис. 226) с двумя изменениями. Во-первых, для наглядности мы изобразили только отрицательные заряды (электроны). Во-вторых, мы представляем

себе, что рядом с проводником KA, по которому идет ток, в магнитном поле находится такой же второй проводник $K'A'$. Оба проводника изолированы друг от друга, но жестко соединены между собой. Электроды K' и A' подключены к вольтметру.

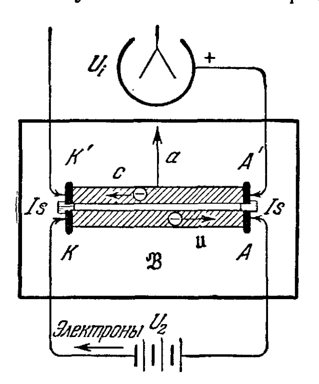


Рис. 229. К процессу индукции в движущемся роторе электродвигателя. Is — изолятор. Северный полюс — за плоскостью рисунка. Стрелка — направление движения электронов.

При включении тока проводник KA приходит в движение в направлении стрелки a, как «ротор электродвигателя». При этом электроны в проводнике $K'A'$ получают скорость в направлении стрелки a. Поэтому они отклоняются магнитным полем в направлении стрелки c. Вольтметр обнаруживает индуцированное напряжение U_i (обратить внимание на знак!).

Теперь представим себе, что проводники $K'A'$ и KA слились в *один*. Мы видим тогда, что в проводнике KA, по которому идет ток, должно возникать индуцированное напряжение U_i. Во время движения на электроны в этом проводнике действует только напряжение $U_2 - U_i$. *В предельном случае, когда $U_i = U_2$, батарея больше вообще не дает тока.* В силу этого отпадает ускорение, обусловливаемое силами поля, и проводник

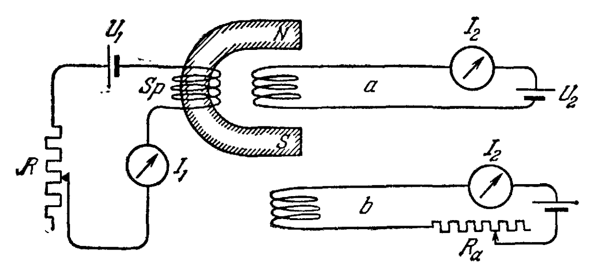


Рис. 230 К процессу индукции в роторе электродвигателя постоянного тока с внешним возбуждением. В технике эта схема называется схемой Леонарда. Изменяя величину и направление напряжения источника тока, можно изменять частоту и направление вращения. Применяется, например, в шахтных подъемниках.

(ротор двигателя) движется в направлении стрелки a с *постоянной* скоростью. Как можно повысить эту скорость? Либо увеличением напряжения U_2, создаваемого между концами ротора источником тока, либо уменьшением напряжения U_i, т. е. уменьшением плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ магнитного поля статора.

Нетрудно продемонстрировать оба эти положения на электродвигателе *с внешним возбуждением* (рис. 230), лучше всего на

нормальной машине мощностью около 1 *квт*. При включении батареи с напряжением U_2 (схема *а*) через обмотки якоря, пока он не вращается, идет достигающий многих ампер ток короткого замыкания I_1[1]). Ток этот очень силен, так как сопротивление обмоток ротора R_i очень мало, а индуцированное напряжение U_i, которое нужно вычесть из U_2, еще отсутствует. Последнее возникает только тогда, когда начинается движение ротора. После этого ток в роторе определяется только напряжением (U_2 — U_i) и быстро уменьшается, спадая почти до нуля. Предельный случай, когда $U_i = U_2$ и ток в роторе совершенно исчезает, конечно, практически не может быть осуществлен. Без тока невозможна передача энергии от источника тока U_2 к ротору, и последний должен был бы продолжать вращаться без отдачи энергии только за счет своего запаса кинетической энергии. Фактически, однако, даже и при отсутствии внешней нагрузки ротор должен поглощать работу трения (трение в подшипниках и трение воздуха); к этому присоединяются еще и затраты энергии на нагревание проводников проходящим по ним током. Поэтому даже и на холостом ходу для поддержания определенной частоты вращения требуется некоторая подача мощности, и через ротор должен проходить некоторый, хотя бы и очень небольшой ток. Нагрузка двигателя, например при подъеме какого-нибудь груза или торможении вала, увеличивает ток I_2 в роторе.

В заключение этих опытов сделаем приложенное к ротору напряжение очень малым, подключив его, например, к аккумулятору (2 *в*). При этом ротор достигает своей постоянной скорости вращения уже при очень медленном вращении. Один оборот его может происходить за время, превышающее одну секунду. Начнем теперь от руки вращать ротор *быстрее*: амперметр покажет нам, что направление тока изменилось на обратное. Индуцированное в роторе напряжение U_i теперь стало больше, чем напряжение источника тока U_2. Работа, совершаемая нашей рукой, запасается в виде электрической энергии в аккумуляторе. Машина действует как генератор и заряжает аккумулятор.

Этот опыт очень поучителен. Он дает возможность свести в конечном счете все машины, техническое значение которых для электрической передачи энергии столь неизмеримо важно, к простому физическому явлению: силам, с которыми магнитное поле действует на движущиеся в нем заряды. В генераторах эти силы *ускоряют* электроны, создают электрический ток и превра-

---

[1]) В больших электродвигателях при этом могут быть повреждены витки обмотки и подводящие провода. Для предотвращения этого пользуются пусковым реостатом (R_a на рис. 230, схема *b*), который постепенно выводится по мере того, как машина набирает обороты. Благодаря этому ток I_2 в роторе постоянно удерживается в допустимых пределах.

щают механическую энергию в электрическую. В электродвигателях эти силы *тормозят* движущиеся электроны, ослабляют ток в роторе и превращают электрическую энергию в механическую.

§ 74. Конструкция электродвигателей. Изложенные выше соображения лежат в основе технических конструкций двигателей постоянного тока. Большей частью катушки поля и катушки ротора подключаются к одному и тому же источнику тока. Как и в случае генераторов, при этом различают машины с последовательным и параллельным включением (сериесные и шунтовые двигатели).

Сравни схемы на рис. 217 и 218, относящиеся к генераторам.

Сериесный двигатель (машина с последовательным включением) удобен в тех случаях, когда нагрузка сильно меняется, потому что частота его вращения может изменяться в широких пределах. Шунтовой двигатель сохраняет приблизительно постоянную частоту вращения при колебаниях нагрузки в определенных пределах.

В отличие от двигателей постоянного тока с полем, создаваемым *постоянными* магнитами, направление вращения двигателей, в которых это поле создается катушками, не зависит от знака напряжения, приложенного к их клеммам. Для того чтобы изменить направление вращения на обратное, нужно изменить направление тока либо только в катушках поля, либо только в роторе.

Коллекторный двигатель переменного тока. Как мы говорили, направление вращения двигателя постоянного тока не зависит от знака приложенного к нему напряжения. Вследствие этого принципиально можно применять двигатели постоянного тока и при переменном токе в сети. Практически конструкция такого рода машин в отдельных деталях приспосабливается к эксплуатации их на переменном токе. Для уменьшения потерь на вихревые токи железо двигателя разделяется на отдельные листки. Коллекторный двигатель является асинхронным. Он широко применяется на железных дорогах.

§ 75. Двигатели переменного тока с вращающимся полем. В механике мы достаточно подробно разобрали вопрос о сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний одинаковой частоты. При этом речь шла о совершенно общем формально геометрическом построении.

Прибор, изображенный на рис. 231, дает возможность освежить в памяти наиболее важные черты этих рассуждений. Две пластинки укреплены на концах двух длинных ленточных пружин a и b. В каждой пластинке имеется щель, направленная по оси соответствующей пружины. В месте пересечения этих щелей образуется отверстие, позволяющее смотреть сквозь обе пластинки. Глядя через него на источник света, мы видим световое пятно. Толкнем теперь горизонтальную пружину: световое пятно будет совершать практически прямолинейное колебание a в вертикальном направлении (рис. 232). Точно таким же образом другая пружина сама по себе будет создавать горизонтальное колебание b.

При некоторой ловкости можно заставить обе пружины начать свои колебания одновременно: световое пятно при этом будет колебаться вперед и назад по прямой линии, наклоненной под углом в 45°. Два взаимно перпендикулярных «линейно поляризованных» колебания *a* и *b*, складываясь, дают также линейно поляризованное колебание *c* (рис. 232).

Заставим теперь одну из пружин начать колебаться на $^1/_4$ периода позже, чем другая. Световое пятно будет при этом двигаться по окружности. Колебание является циркулярно поляризованным (рис. 233). Отклонение, т. е. расстояние светового пятна от положения покоя, остается все время неизменным, но направление его поворачивается как спица в колесе. Таков механический пример.

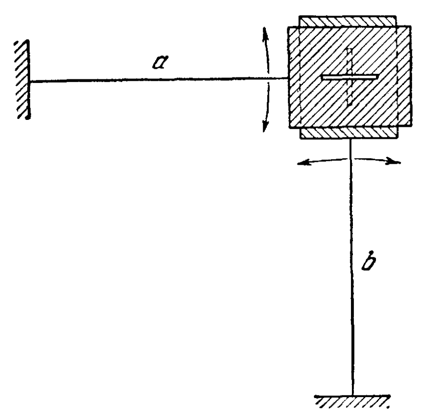


Рис. 231. Получение эллиптических и циркулярных механических колебаний с помощью двух линейно поляризованных взаимно перпендикулярных колебаний.

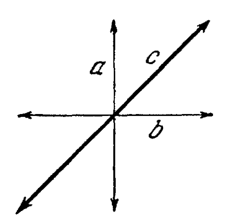


Рис. 232. При отсутствии сдвига фазы между складываемыми колебаниями результирующее колебание также является линейно поляризованным.

Ход мыслей, который мы здесь напомнили, перенесем на колеблющиеся магнитные поля переменного тока. Пусть отклонения на рис. 232 и 233 означают теперь не расстояния от положения покоя, измеряемые в метрах, а значения напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$, измеряемые в амперах на метр. Мы получаем вращающееся магнитное поле. Направление его линий все время поворачивается так, как это показано на рис. 185. Для пояснения может служить прибор, изображенный на рис. 234 преимущественно в теневой проекции.

Слева находится генератор переменного тока, работающий по схеме рис. 208. Однако на его оси укреплена не *одна* роторная катушка, а две таких катушки — J_1 и J_2. Они повернуты друг относительно друга на 90°. Катушка, стоящая в данный момент горизонтально, в перспективе изображается в виде диска. В отличие от рис. 208 здесь нельзя разглядеть отдельные ее витки. С двух пар скользящих контактов *a*, *b* и *a'*, *b'* мы снимаем два переменных тока, которые во времени смещены друг относительно друга на 90° точно так же, как это имеет место на схеме рис. 233.

Справа на рисунке показаны две взаимно перпендикулярные магнитные катушки, разделенные посередине. Они укреплены

на общем кольце. В общем среднем пространстве должно возникнуть вращающееся магнитное поле. С этой целью мы соединяем

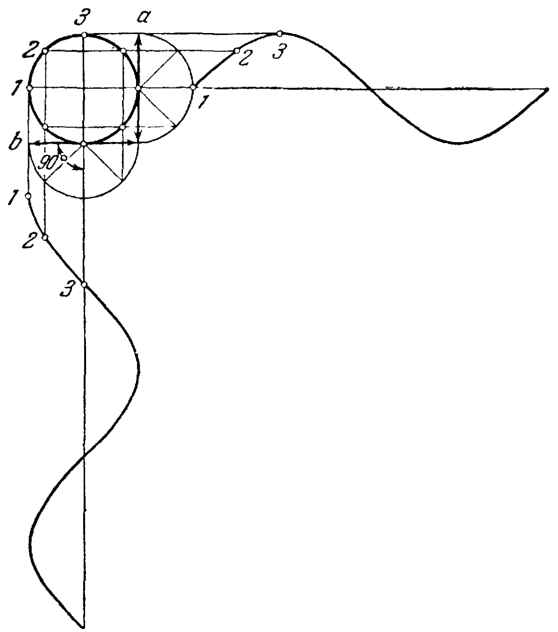


Рис. 233. При сдвиге фазы в 90° возникает циркулярное или круговое колебание: *a* и *b* — вертикальные и горизонтальные колебания.

горизонтальную катушку с ротором J_1, а вертикальную — с ротором J_2. Сравни нарисованную рядом схему.

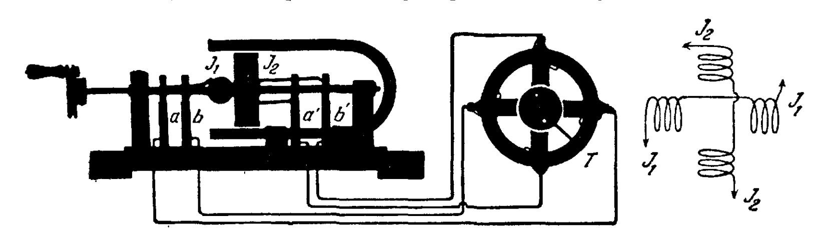


Рис. 234. Демонстрационная модель двухфазного генератора вращающегося поля и электродвигателя с вращающимся полем, в котором ротором служит медный диск (ср. рис. 185).

Для обнаружения вращающегося магнитного поля может служить знакомый нам уже по рис. 185 индукционный ротор, имеющий, например, вид диска. Держатель, в котором укреплена его ось, на рис. 234 обозначен буквой *T*. Само собой разумеется,

что вовсе не необходимо, чтобы вращающееся магнитное поле было строго циркулярным. Индукционный ротор будет вращаться и в эллиптическом поле, т. е. при меньшем угловом смещении токов в обоих роторах генератора (рис. 234), например при смещении на 60°.

Вращающееся поле и индукционный ротор в совокупности и образуют двигатель переменного тока с вращающимся полем.

Такого рода двигатели имеют исключительно важное практическое значение. При мощности до нескольких киловатт они обладают почти идеальной простотой. Они имеют достаточно большой начальный вращающий момент и включаются без пускового сопротивления (достаточно большое начальное скольжение, см. стр. 137). Частота их вращения в широких пределах не зависит от нагрузки. Если не говорить о скольжении, то она равна частоте питающего двигатель переменного тока или при надлежащей конструкции в целое число раз меньше этой частоты. При очень больших мощностях приходится отказываться от преимуществ ротора без скользящих кольцевых контактов и щеток. При пуске двигателя в ход приходится включать в цепь ротора реостаты, а это до сих пор не удавалось сделать без скользящих колец. Различают однофазные, двухфазные и трехфазные двигатели с вращающимся полем.

На рис. 234 изображен двухфазный двигатель. Он требует четырех подводящих ток проводов и применяется редко.

Трехфазный двигатель питается так называемым трехфазным током. Представим себе, что на рис. 234 на оси генератора укреплены *три* роторные катушки, повернутые друг относительно друга на 120°. Соответственно этому и в правой части рисунка мы представим себе три катушки, повернутые друг относительно друга на 120°. С помощью такой системы трех переменных токов, смещенных во времени друг относительно друга на 120°, мы также можем получить вращающееся или циркулярно поляризованное магнитное поле. Из шести проводов можно оставить только три, соединив их определенным образом попарно. Эти три провода мы и видим повсюду на линиях дальней электропередачи.

Однофазный двигатель требует только двух проводов. К двигателю подводится обычный переменный ток, какой дает, например, машина, изображенная на рис. 208. Переменный ток, необходимый для создания вращающегося поля, получается в самом двигателе с помощью некоторого искусственного приема. При этом он должен быть смещен относительно первого по фазе по возможности на 90°. Принцип этого приема будет пояснен ниже на рис. 246.

XI. ИНЕРЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ

§ 76. Самоиндукция и индуктивность L. Самоиндукцией называют особую форму процесса индукции. Знакомство с этим явлением очень важно для понимания современного учения об электричестве.

При изложении явлений индукции мы в числе прочих описали и опыт, изображенный на рис. 235. Катушка поля Sp, по которой идет ток, создает определенный магнитный поток. Его изменение, например при размыкании тока (выключатель S), индуцирует в катушке J импульс напряжения, измеряемый в вольт-секундах.

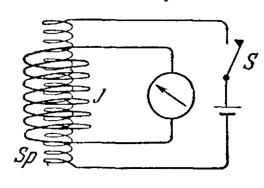


Рис. 235. Схема индукционного опыта.

Однако этот магнитный поток проходит не только сквозь индукционную катушку J, но и сквозь катушку поля Sp. *Вследствие этого всякое изменение магнитного потока должно индуцировать некоторое напряжение и в витках катушки поля.* Это явление и называют *самоиндукцией*. Таким образом, при процессе самоиндукции изменяющееся магнитное поле индуцирует напряжение в проводах катушки, создающей поле.

Другой вывод: можно представить себе, что на рис. 235 обе катушки — катушка поля Sp и индукционная катушка J — имеют одинаковые размеры и образованы путем навивки двойного провода на один и тот же сердечник, после чего по всей длине катушки оба провода сплавлены в один.

Для демонстрации явления самоиндукции воспользуемся проволочной катушкой примерно из 300 витков (рис. 236). Для увеличения магнитного потока эта катушка надета на замкнутый прямоугольный железный сердечник. Концы катушки соединены с аккумулятором и небольшим вольтметром с вращающейся катушкой. Вольтметр показывает напряжение аккумулятора, равное примерно двум вольтам. При размыкании тока (выключатель S) магнитный поток сразу исчезает. В этот момент стрелка вольтметра делает резкий баллистический отброс до деления шкалы, соответствующего 20 *в*. Таким образом, в результате самоиндукции напряжение на короткое время достигает гораздо более вы-

сокого значения, чем первоначальное напряжение аккумулятора (рис. 237б). Можно заменить вольтметр шестивольтовой лампочкой (рис. 237а). Нить лампочки будет накалена лишь до слабого темно-красного свечения, но в момент выключения она вспыхнет

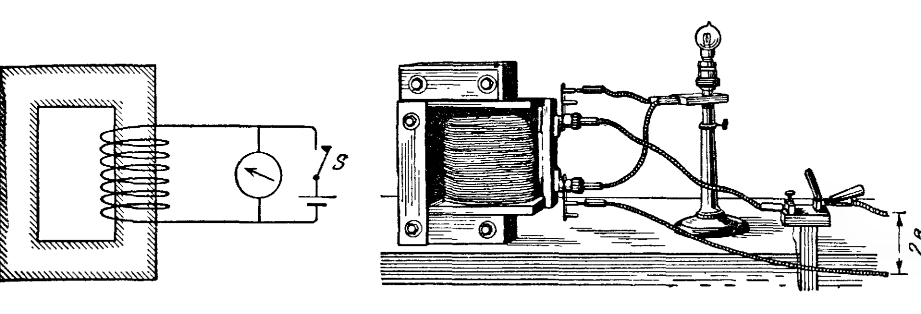


Рис. 236 и 237а. Обнаружение импульса напряжения в процессе самоиндукции на рис. 236 — с помощью вольтметра, а на рис. 237а — с помощью лампы накаливания. Индуктивность катушки L равна нескольким десятым вольт-сек/ампер. Ход изменения напряжения во времени можно наблюдать с помощью электронно-лучевой трубки (осциллографа). См. рис. 237б.

ярким белым светом: *запасенная в магнитном поле энергия в процессе самоиндукции расходуется в виде световой энергии.*

Токи, возникающие в результате самоиндукции, в старой литературе называли «экстратоками». Подобные излишние слова сохраняются в языке удивительно долго.

Индуцируемый в катушке импульс напряжения $\int U dt$ зависит от двух величин: во-первых, от изменения магнитного потока ($\Phi_1 - \Phi_2$) и, во-вторых, от свойств катушки. Изменение магнитного потока определяется разностью значений токов в начале и в конце процесса ($I_1 - I_2$). Можно написать поэтому, что

$$\int U dt = L (I_1 - I_2) \qquad (113)$$

(интеграл $\int U dt$ обычно измеряется в вольт-секундах).

Рис. 237б. Фотографическая регистрация импульса напряжения, возникающего на рис. 236 (электронно-лучевой осциллограф).

Множитель пропорциональности в этом равенстве L называют *индуктивностью* данной катушки. Таким образом, по определению

$$\text{индуктивность } L = \frac{\text{индуцированный импульс напряжения}}{\text{изменение тока}}. \qquad (114)$$

В качестве единицы для измерения этой величины применяется вольт-секунда на ампер; эта единица для сокращения называется *генри* (*гн*).

Индуктивность длинной катушки с однородным магнитным полем вычислить нетрудно. Будем рассматривать сначала эту катушку как катушку поля. В качестве таковой она имеет напряженность поля (см. формулу (54), стр. 110)

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{nI_1}{l}$$

и магнитный поток

$$\Phi_1 = \mu_0 \mathfrak{H}_1 \cdot F = \frac{\mu_0 n I_1 F}{l}$$

Изменение тока $I_1 - I_2$ дает изменение магнитного потока

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\mu_0 n F}{l}(I_1 - I_2).$$

Теперь будем рассматривать эту катушку как индукционную катушку с n витками. Создаваемый указанным изменением магнитного потока импульс напряжения между ее концами равен

$$\int U\,dt = n(\Phi_1 - \Phi_2) = \frac{\mu_0 n^2 F}{l}(I_1 - I_2). \qquad (115)$$

Сравнение этой формулы с формулой (113) дает следующее выражение для искомой индуктивности длинной катушки:

$$L = \frac{\mu_0 n^2 F}{l}. \qquad (116)$$

С помощью этого равенства можно очень просто получить выражение для *энергии проводника, по которому идет ток*. Вообще для любого однородного магнитного поля напряженности $\mathfrak{H}$ в объеме V мы имеем выражение (формула (112), стр. 150)

$$W = \frac{\mu_0}{2}\mathfrak{H}^2 V.$$

Для случая однородного поля длинной катушки (формула (54)),

$$\mathfrak{H} = \frac{nI}{l} \text{ и } V = F \cdot l.$$

Подстановка формул (54) и (116) в формулу (112) дает для энергии выражение

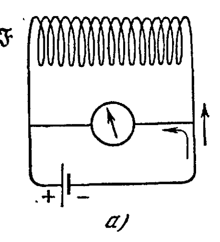
$$\boxed{W = \frac{1}{2} L I^2} \qquad (117)$$

(например, W — в ватт-секундах, L — в вольт-секундах на ампер, I — в амперах).

Хотя это соотношение было выведено нами для специального случая, однако оно справедливо и в самом общем виде. Оно соответствует формуле (32) для электрического поля.

§ 77. Инерция магнитного поля как следствие явления самоиндукции. В основном опыте с самоиндукцией мы сознательно не обращали внимания на знак индуцированного импульса напряжения.

Учет этого знака приводит к более углубленной трактовке явления самоиндукции. Повторим опыт в таком виде, как он показан на рис. 238,*а* и *б*. На рис. 238,*а* вольтметр с вращающейся катушкой измеряет напряжение аккумулятора в 2 *в*, причем стрелка его отклонена от положения покоя влево. Небольшая доля общего тока протекает через вольтметр в направлении, указываемом изогнутой стрелкой. Рис. 238, *б* соответствует моменту, когда аккумулятор только что был выключен. Большое баллистическое отклонение стрелки вольтметра происходит вправо. Это означает, что теперь ток протекает через вольтметр в обратном направлении. Следовательно, в катушке ток и при выключенном аккумуляторе идет в прежнем направлении, и в *а* происходит накопление отрицательных электронов. Таким образом, ток и его магнитное поле обладают известной *инерцией*. Они ведут себя аналогично находящемуся в движении телу или вращающемуся маховику.



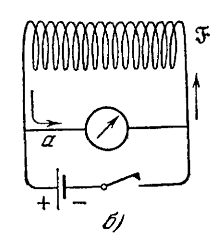


Рис. 238. Инерция электрического тока в катушке. Стрелка — направление движения электронов

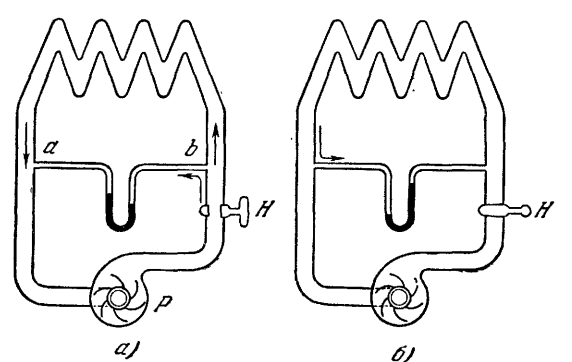


Рис. 239. Инерция тока воды в трубе.

Напомним коротко об одном примере механической инерции. На рис. 239, *а* по трубке циркулирует вода, которую гонит насос *P*. Ртутный манометр, включенный между точками *a* и *b*, показывает в соответствии с направлением тока и сопротивлением трубки некоторое отклонение влево. На рис. 239, б насос с помощью крана *H* отключен. Вследствие своей инерции водяной столб продолжает еще в течение некоторого

времени двигаться в направлении стрелки, и манометр обнаруживает сильное отклонение вправо. (В технике принцип, лежащий в основе этого опыта, используется для изготовления водоподъемных машин, известных под названием «гидравлический таран».)

Инерция тела или маховика проявляется не только при их торможении, но и при приведении их в движение. Для этого тоже требуется некоторое конечное время. Аналогично обстоит дело и с током и магнитным полем. Это показывает очень важный и запоминающийся опыт, изображенный на рис. 240а. Здесь снова

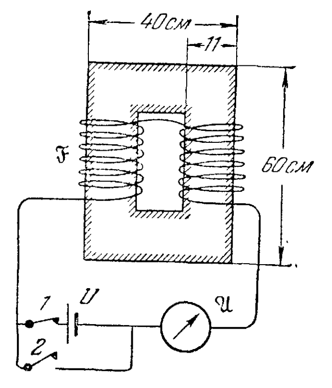


Рис. 240а. Медленное нарастание тока.

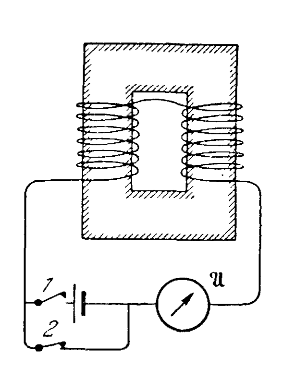


Рис. 240б Медленное спадание тока после выключения источника.

U — аккумулятор с напряжением на 2 *в*. В качестве измерительного прибора выбран хороший амперметр 𝔄 с вращающейся катушкой и малоинерционной стрелкой (время установки около 1 *сек*). Большая катушка 𝔉 толстой проволоки надета на железный сердечник (см. размеры на рисунке). Сейчас же после замыкания тока с помощью ключа *1* стрелка амперметра приходит в движение. Однако она продвигается по шкале чрезвычайно медленно. Спустя целую минуту она все еще заметно ползет по шкале, и только через полторы минуты магнитное поле и ток достигают, наконец, своего окончательного значения. Настолько велика их инерционность!

После того как максимальное значение тока достигнуто, мы сначала замкнем источник накоротко с помощью ключа *2* (рис. 240б), а затем тотчас же отключим его с помощью ключа *1*. Мы снова будем иметь возможность наблюдать инерционность магнитного поля и тока. Через минуту амперметр 𝔄 будет все еще давать заметное отклонение. Эти опыты производят очень сильное впечатление, так как в повседневной жизни мы всегда связываем с электрическими явлениями представление о чем то мгновенном, почти не требующем времени для своего распространения.

Эти опыты приводят нас к результату величайшей важности: *самоиндукция, т. е. процесс индукции в собственном проводнике, проявляется как инерционность тока и магнитного поля.* Мы знаем уже, что ток и магнитное поле совершенно неотделимы друг от друга. Поэтому в дальнейшем нам будет достаточно говорить только об инерционности магнитного поля.

Мы сознательно излагали эти фундаментальные факты с чисто эмпирической точки зрения. Теперь мы можем дополнительно показать, что они являются простым следствием из правила Ленца. Рассмотрим в качестве примера случай, изображенный на рис. 240б. Там источник тока сначала замыкался накоротко, а затем выключался. В идеально проводящем теле, сопротивление которого равно нулю, ток продолжал бы идти бесконечно. Фактически, однако, даже лучший технический проводник обладает конечным сопротивлением R, т. е. ток постепенно ослабляется в результате действия сил, сходных с трением (потери на нагревание проводника). Это *убывание* тока является причиной процесса индукции. Стало быть, по правилу Ленца индуцированное напряжение должно *противодействовать* убыванию тока. За счет энергии магнитного поля электронам частично возмещается теряемая ими в результате «трения» кинетическая энергия, и тем самым замедляется убывание тока.

Временной ход убывания тока нетрудно вычислить на основе формулы (113). При убывании тока на величину $-dI$ между концами катушки возникает индуцированное напряжение

$$U = -L\frac{dI}{dt}. \tag{118}$$

Это напряжение действует в катушке как источник тока, например как элемент в цепи тока. Последняя состоит на рис. 240б из катушки, амперметра и проводов. Пусть общее ее сопротивление равно R. Тогда по закону Ома напряжение U создает в этой цепи ток (формула (1), стр. 29)

$$I = \frac{U}{R}.$$

Равенства (1) и (118) дают

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L}dt, \tag{119}$$

или после интегрирования

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \tag{120}$$

Ток, имевший сначала значение I_0, достигнет через время t значения I, определяемого этим равенством, в котором R измеряется в омах, L — в вольт-секундах на ампер. Величина $\frac{L}{R}$ равна так называемому *времени релаксации* τ, за которое ток достигнет доли $\frac{1}{e} \approx 37\%$ от первоначального значения.

Инерция магнитного поля имеет решающее значение во всех применениях токов, изменяющихся по величине и направлению.

Качественно можно воспроизвести два важных пункта, пользуясь периодически прерываемым постоянным током.

На рис. 241 ток двухвольтового аккумулятора разветвляется по двум цепям, в каждую из которых включена маленькая лампочка накаливания. Левая ветвь содержит, кроме того, катушку L с железным сердечником, а правая — короткий кусок проволоки R, сопротивление которого равно сопротивлению катушки (около 0,3 *ом*). Для постоянного тока обе ветви равноценны, и обе одинаковые лампочки горят одинаково ярко. Иначе происходит дело при периодическом замыкании и размыкании тока (кратковременное размыкание ключа S через промежутки времени T $\left(\frac{1}{T}=\nu\right)$.

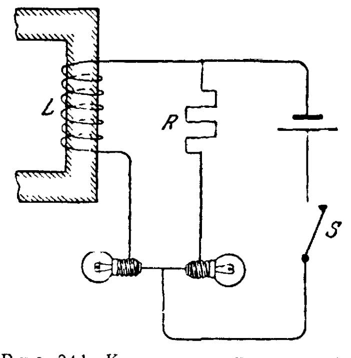


Рис. 241. К демонстрации индуктивного сопротивления при прерывистом постоянном токе.

1. При небольшой частоте прерываний обе лампочки горят одинаково ярко, однако левая вспыхивает всегда примерно на 1 секунду позже, чем правая. Момент появления тока через нее заметно отстает от момента наложения напряжения. Для создания своего магнитного поля этот ток требует времени около 1 секунды.

2. При возрастании частоты для возникновения магнитного поля времени уже не хватает. Левая лампочка горит все слабее и слабее. Когда частота превышает примерно 1 прерывание в секунду, левая лампочка остается не зажженной. Это означает, что катушка обладает *индуктивным сопротивлением* и последнее возрастает с частотой.

В этих опытах с «прерывистым» постоянным током вся энергия, затрачиваемая источником тока на создание магнитного поля, теряется. На рис. 241 при каждом размыкании цепи «инерционный» ток катушки проходит через обе лампочки, причем энергия магнитного поля превращается в тепло. (При отсутствии правой лампочки это происходило бы в искре или дуге в выключателе!)

Иначе обстоит дело при применении *переменных токов*, т. е. токов, направление которых периодически меняется. В этом случае *энергия, затрачиваемая каждый раз на создание магнитного поля, берется у источника только заимообразно и возвращается ему при каждом распаде поля.*

Дроссельные катушки. Катушки с регулируемой индуктивностью (например, с меняющимся железным замыканием, см. § 67) дают возможность регулировать переменные токи. Они имеют при этом весьма существенное преимущество по сравнению с обычными реостатами с регулируемым сопротивлением: нагреваются очень мало. Лишь в очень незначительной мере они ослабляют ток «трения» (омического сопротивления), в основном же регулируют ток без потерь мощности («безваттно») за счет инерции магнитного поля.

Для количественного изучения мы выберем переменные токи с простейшей формой, именно синусоидальной. Переменные токи более сложной формы всегда можно представить как наложение таких простых синусоидальных переменных токов. Формальный аппарат такого сведения, развитый нами в «Механике» (§ 100), может быть полностью перенесен и на переменные токи.

§ 78. Количественные данные относительно переменных токов. Для синусоидальных переменных токов и напряжений мы имеем

$$I = I_0 \sin \omega t \quad \text{и} \quad U = U_0 \sin \omega t. \qquad (121)$$

Здесь I и U — мгновенные значения тока и напряжения в произвольный момент времени t, а I_0 и U_0 — их амплитуды, т. е. их максимальные значения, $\omega = 2\pi\nu$ есть круговая, или циклическая, частота (ср. «Механика», § 25).

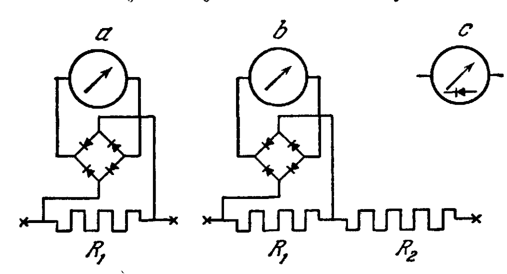


Рис. 242 Современные приборы для измерения эффективных значений переменного тока и напряжения, состоящие из прибора с вращающейся катушкой с встроенными 4 выпрямителями (рис. 112). В этой так называемой схеме Гретца используются обе полуволны Клеммы прибора отмечены крестиками. *a* — измеритель тока, *b* — измеритель напряжения, *c* — условный значок для обозначения этих приборов на схемах. Переменные сопротивления R_1 и R_2, часто встраиваемые в корпус прибора, служат для изменения пределов его измерения.

Мгновенные значения тока и напряжения можно наблюдать и измерять с помощью приборов, обладающих достаточно малым временем установки, например осциллографов. Часто последовательные отклонения указателя этих приборов проектируют с помощью вращающегося зеркала на экран или на фотографическую пластинку, так что они оказываются расположенными в пространстве рядом друг с другом. Вообще же обычно измеряют не эти мгновенные значения тока и напряжения, а некоторые *усредненные по времени* значения, называемые *эффективными* (или *действующими*.— *Перев.*). Последние измеряют с помощью таких приборов для измерения тока или напряжения, отклонение которых пропорционально *квадрату* тока или напряжения. Важнейшим примером таких приборов могут

служить приборы *тепловые* (рис. 21, 22) или *электродинамические* (рис. 10). В последнее время чаще всего применяют приборы с встроенными в них по схеме рис. 242 выпрямителями. Эффективные значения определяются соотношениями

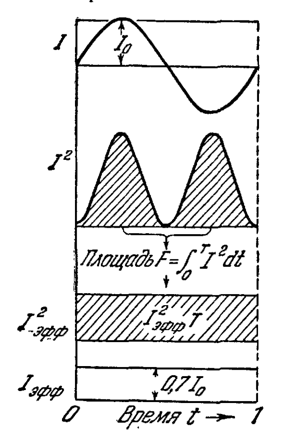


Рис. 243 К определению эффективной силы тока в случае синусоидального переменного тока.

$$I_{эфф}=\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T I^2\,dt}$$

и

$$U_{эфф}=\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U^2\,dt} \qquad (122)$$

(T — период).

Рис. 243 поясняет эти определения. Для синусоидальных токов и напряжений

$$I_{эфф}=\frac{I_0}{\sqrt{2}} \text{ и } U_{эфф}=\frac{U_0}{\sqrt{2}}. \qquad (123)$$

Таким образом, эффективные значения тока и напряжения пропорциональны их амплитудам. В силу этого во многих случаях достаточно вместо амплитуд I_0 и U_0 измерять эффективные значения $I_{эфф}$ и $U_{эфф}$.

§ 79. Катушка в цепи переменного тока. Проводники, в которых можно пренебречь процессом самоиндукции, на схемах обычно условно изображаются в виде зигзагообразной линии с прямоугольными звеньями, как это показано, например, в верхней части рис. 244. В таких «безындукционных проводниках» переменный ток и переменное напряжение имеют одну и ту же фазу φ; в каждый момент времени напряжения $U_R = I\cdot R$, вычисляемого по закону Ома, или, коротко, «омического» напряжения, достаточно, чтобы создать ток I.

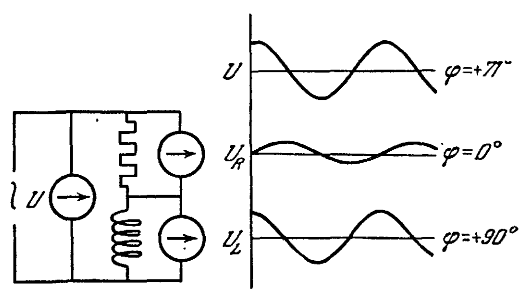


Рис. 244 К последовательному включению проводника с омическим сопротивлением и катушки с индуктивным сопротивлением. Соотношения амплитуд и фаз см. на рис. 245. Численный пример: $\nu = 50$ *сек*$^{-1}$; $\frac{L}{R}=9{,}2\cdot 10^{-3}$ *сек*

Однако в случае переменных токов очень часто нельзя уже пренебрегать процессом самоиндукции в проводниках, особенно если

эти проводники имеют вид катушек. В этом случае для получения данного тока уже недостаточно омического напряжения U_R, к нему нужно добавить индуктивное напряжение U_L, для которого мы имеем из формулы (113), стр. 167 выражение

$$U_L = L\frac{dI}{dt}. \qquad (125)$$

На схемах проводники такого рода изображают в виде пилообразной линии с треугольными зубцами, либо разделяют проводник на две части, как это сделано на рис. 244: в отрезке, изображаемом прямоугольным зигзагом, сосредоточено только омическое сопротивление, а спиральный отрезок содержит только самоиндукцию.

Для синусоидального переменного тока выражение (125) принимает вид

$$U_L = L\omega I_0 \cos \omega t = L\omega I_0 \sin(\omega t + 90°).$$

Следовательно, для амплитуды индуцированного напряжения мы получаем выражение

$$U_{L,0} = I_0 \omega L = I_0 \cdot 2\pi\nu L \qquad (126)$$

с весьма существенным добавлением: амплитуда напряжения $U_{L,0}$ во времени опережает амплитуду тока I_0 на 90°. В силу этого при вычислении амплитуды тока I_0 сложение обеих необходимых амплитуд напряжения должно производиться графически, по правилу сложения векторов, которое мы рассматривали в «Механике». Это показано на рис. 245. Для амплитуды результирующего напряжения мы получаем, следовательно, выражение

Рис. 245. К вычислению сопротивления для переменного тока с помощью векторной диаграммы. R — измеренное на постоянном токе постоянное отношение U/I. Эту величину часто называют для краткости омическим сопротивлением.

$$U_0 = I_0\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}. \qquad (127)$$

Амплитуда напряжения опережает амплитуду тока на фазовый угол φ, определяемый соотношением

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{\omega L}{R}. \qquad (128)$$

Отношение

$$\frac{U_0}{I_0} = \frac{U_{\text{эфф}}}{I_{\text{эфф}}} = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} \qquad (129)$$

называется сопротивлением катушки для переменного тока или

ее «кажущимся» сопротивлением [1]). *Оно отнюдь не представляет собой постоянной величины, а возрастает с ростом частоты переменного тока* ν. В этом случае на схемах проводник изображается условным знаком, показанным на рис. 32,*b*.

Если индуктивность L проводника очень велика, то сопротивление для переменного тока, или «кажущееся» сопротивление, может на много порядков превосходить его постоянное омическое сопротивление R для постоянного тока. В таких случаях можно в формуле (129) пренебречь величиной R по сравнению с произведением ωL. В этом случае остается только индуктивное, или реактивное сопротивление

$$\frac{U_{L,0}}{I_0} = \omega L, \tag{130}$$

и проводник изображают на схемах в виде спирали (см., например, рис. 244), а не в виде зигзагообразной линии, как на рис. 32,*b*.

Сдвиг фазы φ между мгновенными значениями переменного тока и переменного напряжения — это излюбленный предмет очень красивых демонстрационных опытов. В качестве измерителей тока и напряжения обычно применяют осциллографы (§ 3 и 11), и световой зайчик отбрасывают с помощью вращающихся зеркал на экран.

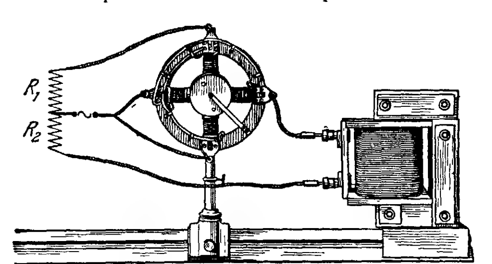


Рис. 246 Обнаружение сдвига фазы по возникновению вращающегося поля (ток порядка 10^{-1} *a*). R_1, R_2 — лампы накаливания, служащие ограничительным сопротивлением. Значком ~ отмечен источник переменного тока, $\nu = 50$ *сек*$^{-1}$.

Удобный опыт для демонстрации сдвига фаз показан на рис. 246. Ток от какого-нибудь генератора переменного тока (~) разветвляется на два равных тока, проходящих через две перпендикулярно друг к другу расположенные пары катушек. В одну из ветвей включается катушка с большой индуктивностью. В результате сдвига фазы возникает магнитное *вращающееся поле* (§ 68, рис. 185); в этом поле диск приходит во вращение, как ротор двигателя.

§ 80. Конденсатор в цепи переменного тока. В опыте, изображенном на рис. 246, заменим катушку конденсатором

[1]) Термин «кажущееся» сопротивление (Scheinwiderstand) мало удачен и в русской литературе применяется редко. Обычно говорят о *полном сопротивлении* для переменного тока. Иногда эту величину называют также «импедансом» данного участка цепи. Индуктивное сопротивление («индуктанц») ωL, так же как и емкостное сопротивление (§ 80), является *реактивной* составляющей полного сопротивления, а «омическое» сопротивление — ее *активной* составляющей.— *Прим. перев.*

($C \approx 10^{-6}$ *ф*). Мы снова будем наблюдать *вращающееся* магнитное поле, но направление его вращения будет противоположно тому, какое наблюдалось при наличии в цепи катушки. Из этого мы можем сделать два вывода. Во-первых, *переменный ток* не прерывается конденсатором, он проходит через конденсатор в виде *тока смещения* (§ 60). Во-вторых, между током и напряжением и в этом случае существует сдвиг фазы в 90°, но на этот раз ток опережает напряжение (см. ниже схему на рис. 248).

Для количественной трактовки этих явлений мы и здесь предположим, что напряжение является синусоидальным, т. е.

$$U = U_0 \sin \omega t \tag{131}$$

($\omega = 2\pi\nu$ — циклическая частота, ν — частота).

Пусть конденсатор имеет емкость C (и поэтому при напряжении U_C заряд $q = C \cdot U_C$). Тогда в каждый момент времени ток зарядки или разрядки конденсатора определяется соотношением

$$I = \frac{dq}{dt} = C\frac{dU_C}{dt}. \tag{132}$$

В этом уравнении $\frac{dU_C}{dt} = \omega U_{C,0} \cos \omega t = \omega U_{C,0} \sin(\omega t + 90°)$, так что

$$I = C\omega U_{C,0} \sin(\omega t + 90°). \tag{133}$$

Следовательно, для амплитуды проходящего через конденсатор тока (тока смещения) мы получаем выражение

$$I_{C,0} = \omega C U_{C,0} = 2\pi\nu C U_{C,0}, \tag{134}$$

однако с существенным дополнительным замечанием: ток опережает напряжение на 90°. Отношение

$$\frac{U_{C,0}}{I_0} = \left(\frac{U_C}{I_C}\right)_{\text{эфф}} = \frac{1}{\omega C} \tag{135}$$

называют *емкостным*, или реактивным, сопротивлением конденсатора.

Численный пример. $\nu = 50$ *сек*$^{-1}$; $C = 10^{-6}$ *ф*; $\left(\frac{U_C}{I}\right)_{\text{эфф}} = 3190$ *ом*.

Так же, как и индуктивное сопротивление, емкостное сопротивление ослабляет ток без потерь энергии. Это по-прежнему является следствием сдвига фазы на 90° между током и напряжением. Однако, как уже упоминалось, в данном случае ток опережает напряжение.

§ 81. Последовательное включение катушки и конденсатора в цепь переменного тока. Для проводника с омическим сопротивлением R мы имеем соотношение

$$U_{R,0} = I_0 R, \tag{1}$$

для проводника с индуктивным сопротивлением

$$U_{L,0} = I_0\,\omega L, \tag{126}$$

а для конденсатора, через который идет ток смещения,

$$U_{C,0} = \frac{I_0}{\omega C} \tag{135}$$

(индексом «0» по-прежнему отмечены амплитуды).

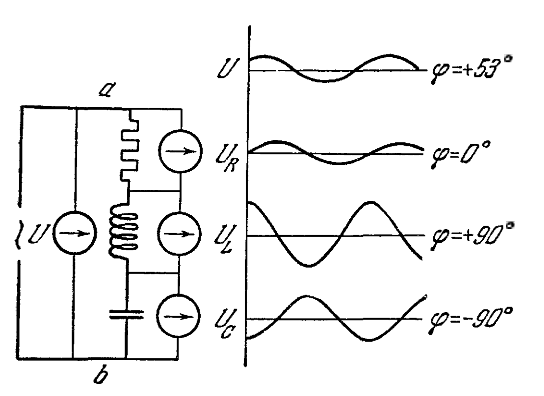


Рис. 247. К последовательному включению конденсатора, катушки и проводника с омическим сопротивлением. Численный пример для $\nu = 50\ сек^{-1}$: $\frac{L}{R} = 1{,}44 \cdot 10^{-2}\ сек$; $\frac{1}{RC} = 10^{-2}\ сек^{-1}$.

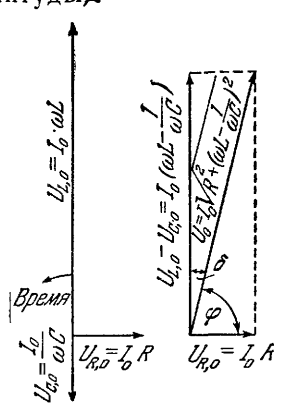


Рис 248. К вычислению сопротивления для переменного тока цепи, изображенной на рис. 247.

При последовательном включении этих трех объектов (рис. 247) все три напряжения U_R, U_L и U_C складываются в одно результирующее напряжение

$$\boxed{U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}\,, \tag{136}$$

как это показано на рис. 248. Это напряжение опережает ток на угол φ, определяемый выражением

$$\boxed{\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}}\,. \tag{137}$$

Соответствующее графическое построение будет приведено ниже, на рис. 272.

Для каждой пары значений L и C существует своя определенная частота ν_0, при которой индуктивное сопротивление ωL

и емкостное $\frac{1}{\omega C}$ становятся равными. Приравнивая оба эти выражения, мы получаем для *резонансной* частоты выражение

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}. \tag{138}$$

Экспериментально это явление «резонанса при последовательном включении» можно продемонстрировать с помощью установки, изображенной на рис. 249 При этом проводник с чисто омическим

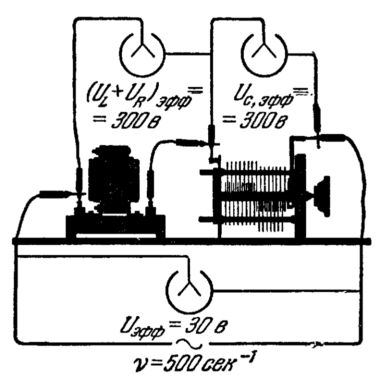


Рис. 249. Пример *резонанса напряжений*. $\nu_0 = 500\ сек^{-1}$. Машинный генератор, как на рис. 222. Катушка с замкнутым железным сердечником, $L \approx 37$ *гн*. Вращающийся конденсатор для установки на резонансную частоту, $C_{макс} \approx 3 \cdot 10^{-9}$ *ф* Статический измеритель напряжения, как на рис. 28: $R = 1{,}1 \cdot 10$ *ом*, логарифмический декремент затухания $\Lambda = 0{,}3$ (ср. рис. 272).

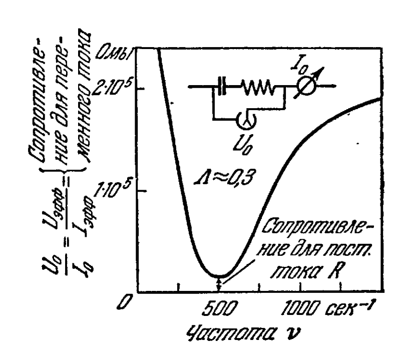


Рис. 250. Зависимость сопротивления для переменного тока от частоты при последовательном включении (формула (136)). Экспериментальные данные, как на рис. 249.

сопротивлением R и проводник с индуктивным сопротивлением совмещены в одной катушке (с железным сердечником). Частичные напряжения $U_R + U_L$ и U_C имеют бóльшие амплитуды и эффективные значения, чем общее напряжение U. Поэтому в этих случаях часто говорят о *резонансе напряжений*. При последовательном включении общее сопротивление

$$\frac{U_0}{I_0} = \frac{U_{эфф}}{I_{эфф}}$$

достигает при резонансе своего наименьшего значения (рис. 250).

В каждой цепи в результате наличия омического сопротивления R электрическая энергия частично переходит в тепло. Теряемая таким образом мощность $\dot{W} = I^2 \cdot R$. К этому присоединяются и другие потери, в первую очередь потери, обусловленные вихревыми токами и перемагничиванием железа в катушках с железными сердечниками. Все потери, т. е. всю теряемую мощность, приписывают одному, так называемому *активному*, сопротивлению R',

которое *больше*, чем сопротивление, измеряемое на постоянном токе. $\left(\text{По определению } R'=\frac{\Sigma\dot{W}}{I^2}.\right)$ В идеализированном предельном случае при $R'=0$ оба напряжения (U_R+U_L) и U_C были бы смещены по фазе друг относительно друга точно на 180°, и при резонансе оба они неограниченно возрастали бы.

§ 82. Параллельное включение катушки и конденсатора в цепь переменного тока. Три упоминавшихся в прошлом параграфе объекта с сопротивлениями различного рода можно также включить в цепь переменного тока параллельно друг другу (рис. 251).

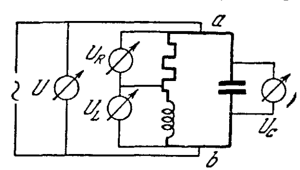


Рис. 251. Последовательно включенные катушка и омическое сопротивление подключены параллельно конденсатору. Измеряются эффективные значения напряжений. U — напряжение в точках a и b.

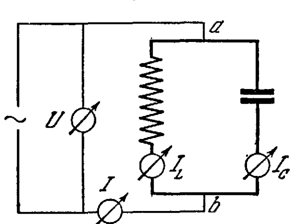


Рис. 252. Пример *резонанса токов*: $\nu=50$ *сек*$^{-1}$, городская сеть. Технический бумажный конденсатор с емкостью $C=3,7\cdot10^{-6}$ *ф*; $I=10^{-2}$ *а*, $I_L=5,8\cdot10^{-2}$ *а*, $I_C=6,0\cdot10^{-2}$ *а*.

Производя графическое сложение частичных токов, мы получаем при этом следующее выражение для амплитуды общего напряжения U_0:

$$U_0=I_0\frac{\sqrt{R^2+(\omega L)^2}}{\omega C\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \tag{139}$$

а для сдвига фазы между U и I:

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{\omega L}{R}(1-\omega^2LC)-\omega RC. \tag{140}$$

При резонансе, т. е. когда $\varphi=0$, имеем:

$$\omega^2LC=1-\frac{R^2C}{L}. \tag{141}$$

Это равенство тождественно с равенством (138) только в том случае, когда $\frac{R^2C}{L}\ll1$, что обычно и имеет место на практике. Этот случай представлен на рис. 252. При этом оба частичных *тока* — ток I_L, идущий через катушку, и ток смещения через конденсатор I_C — могут иметь значительно большие амплитуды и эффективные значения, чем общий ток I. Поэтому здесь часто говорят о *резонансе токов*.

Вследствие тех потерь, о которых мы говорили на стр. 179 (мелкий шрифт), амплитуда тока I_0 хотя и может быть очень мала, но не может обратиться в нуль. Разность фаз между I_L и I_C может стать очень близкой к 180°, но не может достичь этого значения.

В случае резонанса при параллельном включении общее сопротивление $\frac{U_0}{I_0}=\frac{U_{\text{эфф}}}{I_{\text{эфф}}}$ достигает своего максимального значения (рис. 253). Для тока резонансной частоты сочетание параллельно включенных катушки и конденсатора представляет собой так называемый *фильтр-пробку* (Sperrkreis).

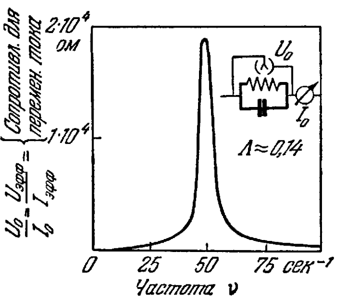


Рис. 253. Сопротивление для переменного тока при параллельном включении как функция от частоты тока (формула (139)). Данные, как на рис. 252.

§ 83. Мощность переменного тока. Мощность всякого электрического тока определяется соотношением: $\dot{W}=I\cdot U$. Но в случае переменного тока как I, так и U являются периодическими функциями времени и, кроме того, вообще говоря, между ними существует некоторая разность фаз φ. В простейшем случае, т. е. при синусоидальной форме переменного тока, мы имеем:

$$I=I_0\sin\omega t \quad \text{и} \quad U=U_0\sin(\omega t+\varphi), \tag{142}$$

откуда следует, что мощность равна

$$\dot{W}=IU=I_0U_0\sin\omega t\cdot\sin(\omega t+\varphi), \tag{143}$$

или после элементарных преобразований

$$\dot{W}=\frac{1}{2}I_0U_0[\cos\varphi-\cos(2\omega t+\varphi)]. \tag{144}$$

Словами это можно выразить так. Мощность переменного тока состоит из двух частей: первая

$$\frac{1}{2}I_0U_0\cos\varphi=I_{\text{эфф}}U_{\text{эфф}}\cos\varphi \tag{145}$$

не меняется со временем, вторая изменяется периодически с круговой частотой 2ω. Рассмотрим уже хорошо знакомый нам пример. Пусть в цепи переменного тока имеется катушка с индуктивностью L. В первую четверть периода в этой катушке магнитное поле создается, во второй четверти оно разрушается и его энергия $\frac{1}{2}LI_0^2$ снова возвращается к источнику переменного тока. В третьей и четвертой четвертях периода этот процесс повторяется при

обратном направлении тока и магнитного поля. Таким образом, мощность, затрачиваемая за каждый полный период, равна нулю.

В соответствии с этим различают две компоненты тока, именно *активный* ток с амплитудой $I_0 \cos\varphi$ и *реактивный* ток с амплитудой $I_0 \sin\varphi$. Отношение

$$\frac{\text{активный ток}}{\text{реактивный ток}} = \frac{1}{\operatorname{tg}\varphi} = \frac{1}{\operatorname{tg}(90^\circ - \delta)} = \operatorname{tg}\delta \qquad (146)$$

называется *фактором потерь*, а угол δ — *углом потерь*. Генератор переменного тока должен все время *отдавать* в цепь постоянную активную мощность и, кроме того, он должен быть в состоянии «давать взаймы» на четверть периода реактивную мощность. Хотя эта реактивная мощность не ведет к потерям энергии, однако она создает необходимость в большем «оборотном капитале».

§ 84. Трансформаторы и индукторы. Понимание самоиндукции как инерции магнитного поля дает нам возможность понять и принцип действия технически очень важных приборов — трансформаторов, или преобразователей переменного тока и напряжения.

Трансформатор состоит из двух катушек, охватывающих один и тот же магнитный поток. Пусть одна из этих катушек, называемая катушкой поля или первичной катушкой, имеет n_p витков, и концы ее присоединены к источнику тока. Ее сопротивлением для постоянного тока, или «омическим» сопротивлением, можно пренебречь. Между ее концами существует «индуктивное напряжение» $U_{L,0} = I_0 \omega L$ (формула (126), стр. 175). Но магнитный поток, соответствующий току I, охватывается также и второй катушкой, которая называется индукционной или вторичной; он индуцирует в ее n_s витках вторичное напряжение U_s. При одном и том же магнитном потоке оба эти напряжения по закону индукции относятся как соответствующие числа витков, т. е.

$$U_{s,0} : U_{p,0} = n_s : n_p. \qquad (147)$$

Таким образом, подбирая надлежащим образом отношение $n_s : n_p$, т. е. так называемый коэффициент трансформации, мы можем осуществить какое угодно повышение или понижение напряжения. Повышение напряжения до нескольких сотен тысяч вольт осуществляется сейчас уже для очень большого числа физических опытов и технических целей. *Передача электрической энергии на большие расстояния вообще была бы невозможна без многократного преобразования напряжения.* Потребителю должно подаваться напряжение, не превышающее нескольких сотен вольт; если не говорить о случаях грубой неосторожности, то такое

напряжение безопасно для жизни. Напротив, по проводам линий дальних передач энергия должна транспортироваться при высоком напряжении и относительно малых токах (например, мощность в 10^4 *квт* должна передаваться током в 10^2 *а* при напряжении в 10^5 *в*). Иначе сечения проводов должны были бы быть настолько велики, что вся линия стала бы слишком тяжелой и нерентабельной.

Понижение напряжения дает увеличение тока во вторичной цепи трансформатора. Поэтому *понижающие трансформаторы* строят с небольшим числом витков во вторичной обмотке (например, с двумя витками на рис. 254). С их помощью можно даже

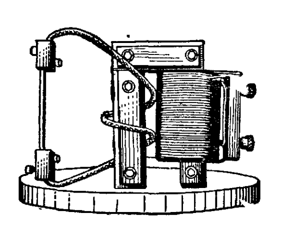


Рис. 254. Трансформатор для получения очень больших токов.

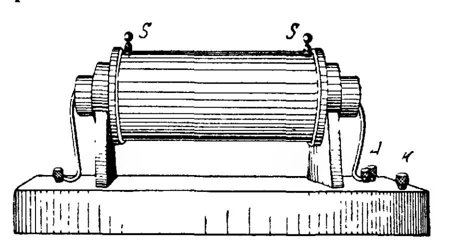


Рис. 255. Искровой индуктор.

в учебной лаборатории легко получать токи в несколько тысяч ампер. В технике на этом принципе основаны прежде всего *индукционные печи* для плавки стали и т. п. В этом случае вторичная обмотка состоит только из одного витка. Он представляет собой кольцеобразный жолоб, облицованный тугоплавкими камнями. В него закладывается металл для плавки. Ток может достигать десятков тысяч ампер.

Специальный тип трансформаторов представляют собой приборы, известные под названием *индукционных катушек* или

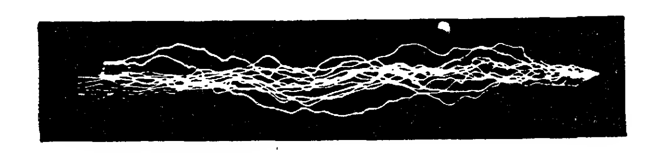


Рис. 256. Искры индуктора с пробойным расстоянием в 40 *см*. Механический прерыватель. Время освещения — 1 *сек*.

искровых индукторов. В них первичная и вторичная обмотки располагаются коаксиально, железный сердечник обычно не замкнут. Такой индуктор изображен на рис. 255, а картина его искры показана на рис. 256.

В обычных трансформаторах периодическое изменение магнитного потока создается переменным током в первичной обмотке. В индукторах вместо этого применяют *прерывистый постоянный ток*. Для периодического прерывания постоянного тока применяют многочисленные автоматические прерыватели. Наиболее простые из них по внешности используют принцип устройства домашнего звонка (молоточек Вагнера, см. «Механика», рис. 303). Очень примечательная конструкция прерывателя без движущихся частей изображена на рис. 257.

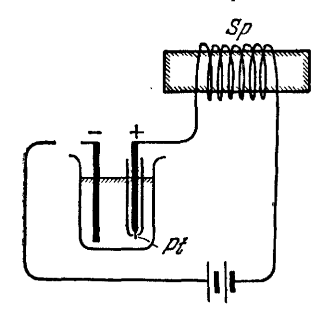


Рис. 257. Электролитический прерыватель А. Венельта. В разбавленную серную кислоту помещена в качестве положительного электрода платиновая проволока *Pt* длиной около 10 *мм* и диаметром около 1 *мм*, вставленная в стеклянное сопло. Разогреваемая током до каления проволока покрывается изолирующей газовой оболочкой, которая разрывает цепь тока. Возникающий при этом в индукционной катушке *Sp* импульс напряжения разрушает эту оболочку и снова замыкает ток и т. д.

Вторичное напряжение индукционной катушки представляет собой чисто переменный ток без постоянной составляющей. Для большинства применений кривая формы этого тока делается возможно более асимметричной и отличающейся от синусоиды (см., например, кривую на рис. 258). Это достигается благодаря высокой индуктивности первичной катушки. При этом после замыкания выключателя ток вначале, в течение отрезка времени *1—2* нарастает очень медленно (см. кривую на рис. 258). В это время во вторичной обмотке индуцируется лишь очень небольшое напряжение. В момент времени *2* ток уже размыкается, и к моменту *3* магнитный поток исчезает. Интервал времени *2—3*, хотя и очень мал, но все же имеет конечное значение, так как при размыкании любого выключателя между его разделяющимися контактами возникает проводящая дуга, обрывающаяся лишь к моменту времени *3*. Во всяком случае промежуток времени *2—3* значительно короче, чем промежуток *1—2*, и поэтому индуцируемое за это время напряжение дает высокий пик. Все вспомогательные средства, применяемые для подавления дуги между контактами (например, включение параллельно выключателю конденсаторов) со-

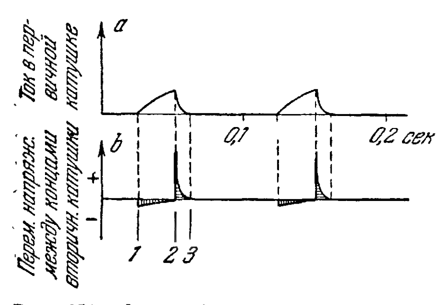


Рис. 258 Фотографическая регистрация кривых тока и напряжения индуктора с большой индуктивностью первичной катушки.

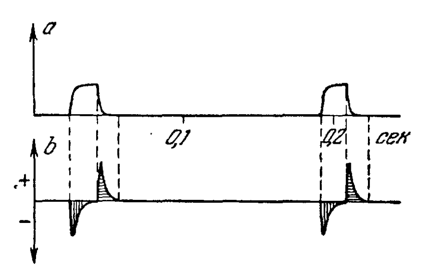


Рис. 259 Кривые тока и напряжения индуктора с малой индуктивностью первичной катушки.

кращают длительность интервала *2—3* и повышают пиковое значение индуцированного напряжения. Тем не менее площади фигур, отмеченных на рис. 258 вертикальной и горизонтальной штриховкой, остаются равными. Это озна-

чает, что измеряемый в вольт-секундах импульс напряжения при возникновении и исчезновении магнитного потока один и тот же.

Индукционные катушки с малой индуктивностью первичной обмотки дают почти симметричное вторичное напряжение между концами вторичной обмотки. Пример показан на рис. 259. Медицинское и физиологическое действие токов, создаваемых этими катушками, существенно отлично от действия токов, получаемых от катушек с резко асимметричной формой вторичного напряжения. Поэтому результаты, полученные в опытах с индукторами различных типов, нельзя непосредственно сопоставлять друг с другом. Каждый наблюдатель должен приводить кривую формы тока применявшегося им прибора.

§ 85. Свободные электрические колебания. До сих пор мы применяли в качестве источников переменного тока только генераторы, т. е. машины с вращающимися «роторами», чаще всего с вращающимися катушками (рис. 208). В главе X были пояснены некоторые из наиболее распространенных конструкций таких генераторов. На протяжении последних десятилетий, однако, все большее значение приобретает другой способ получения переменных токов, именно получение их с помощью электрических колебаний.

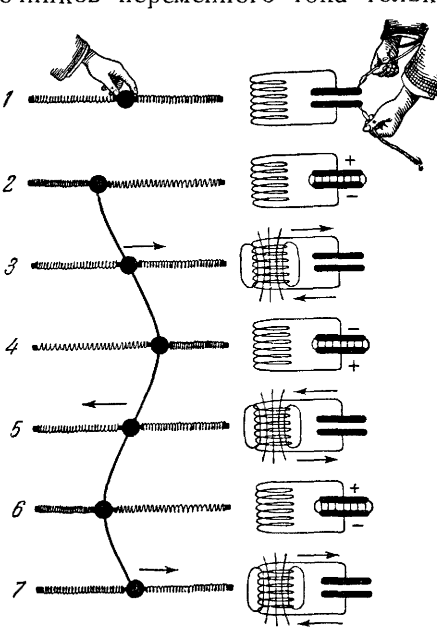


Рис. 260. Возникновение механических и электрических колебаний Стрелки — направление движения электронов

Понять механизм возникновения электрических колебаний нетрудно. Нужно только оставить при этом вне внимания как несущественное побочное явление электрическую искру, которая исторически была исходным пунктом всего развития этой области. *Существенным для возникновения электрических колебаний фактом является инерция магнитного поля.*

Вспомним, как возникают *механические колебания*. На рис. 260 слева показан простой механический маятник[1])—шар, укрепленный посередине спиральной пружины.

---

[1]) Слово «маятник» всюду в этой книге применяется в смысле «колеблющаяся механическая система», а не в специальном смысле маятника, колеблющегося под действием силы тяжести.

В положении *1* маятник находится в покое. В положении *2* пружина, оттянутая рукой, имеет некоторый запас потенциальной энергии. В положении *3* отпущенный шар как раз достиг своего положения покоя. Однако между положениями *1* и *3* существует большое различие. В положении *1* маятник находился в покое, в положении *3* он имеет определенный запас кинетической энергии. Он достигает этого положения с максимальным значением своей скорости. Теперь наступает самое существенное: вследствие своей инерции шар пролетает вправо, за положение покоя. При этом он сжимает пружину и достигает положения *4*, после чего весь процесс возобновляется в обратном направлении. Шар проходит через положение равновесия, двигаясь справа налево и т. д. Мы наблюдаем постоянное превращение потенциальной энергии пружины в кинетическую энергию шара и обратно. Инерция шара является решающим фактором в возникновении механических колебаний. Эти колебания постепенно затухают, т. е. амплитуда их становится все меньше от одного размаха к другому. Их энергия постепенно поглощается трением (см. рис. 264).

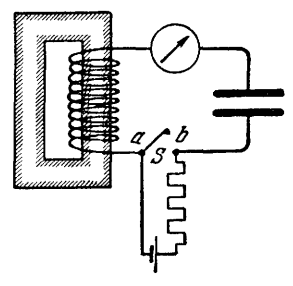


Рис. 261. Получение электрических колебаний очень малой частоты ($\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$). Импульсное возбуждение путем зарядки и разрядки конденсатора при помощи выключателя *S*, перекрывающего отрезок *ab*. Емкость $C = 4 \cdot 10^{-5}$ *ф*; $L = 10^3$ *гн*, время установки гальванометра с вращающейся катушкой — 0,22 *сек*. Стрелка колеблется примерно так, как это показано на рис. 264, и дает возможность очень наглядно проследить за ходом затухающего переменного тока. Вместо выключателя можно также включить в отрезок цепи *ab* реостат. Всякое изменение сопротивления этого реостата также приводит к импульсному возбуждению колебаний.

Рассмотрим теперь аналогичный электрический маятник или *электрический колебательный контур* (рис. 260, правая часть). Место пружины здесь занимает конденсатор, а место шара — катушка. Здесь также имеет место постоянное *превращение электрической* (*потенциальной*) *энергии в магнитную* (*кинетическую*) *и обратно*. Решающий пункт представлен в третьей строке рис. 260. Конденсатор разрядился, и напряжения на нем нет. Тем не менее в силу инерционности магнитного поля электроны продолжают двигаться в прежнем направлении и перезаряжают конденсатор, после чего весь процесс возобновляется в обратном направлении. Таким образом, в цепи возникает ток, меняющий свое направление, т. е. переменный ток. При малых частотах ($\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$) за временны́м ходом этого тока можно легко проследить с помощью гальванометра с вращающейся катушкой. На рис. 261 показан соответствующий демонстрационный опыт. При размыкании ключа *S* конденсатор заряжается, при его замыкании он разряжается. В обоих случаях отклонения гальваномет-

ра имеют примерно такой ход, как показано на рис. 264. В этом опыте, стало быть, колебания являются сильно затухающими.

Частота этих электрических колебаний есть известная нам из § 81 *резонансная частота* (формула (138), стр. 179)

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

т. е. та частота, при которой сопротивление катушки для переменного тока (ωL) становится равным сопротивлению конденсатора для этого тока $\frac{1}{\omega C}$. Для схемы рис. 252 достаточно было малого тока I, чтобы поддерживать в обеих ветвях два больших тока I_L и I_C; при этом токи I_L и I_C были приблизительно равны друг другу. В идеализированном предельном случае, при отсутствии всяких потерь на нагревание проводников и т. п., мы имели бы $I = 0$ и $I_L = I_C$. Это означает, что в этом случае катушка и конденсатор представляли бы собой колебательный контур, в котором неограниченно долго существует переменный ток.

Из формулы (138) видно, что для получения колебаний высокой частоты нужно сделать L и C очень малыми. При этом, однако, становится малой и первоначально вводимая в конденсатор энергия $W_e = \frac{1}{2}CU^2$ (формула (32), стр. 80). Отсюда возникает необходимость переходить к более высоким напряжениям. Последнее обстоятельство влечет за собой неприятное осложнение: при высоком напряжении еще до соприкосновения контактов выключателя между ними проскакивает искра. *От этой мешающей искры нужно избавиться. Однако можно также и воспользоваться ею,* и притом двумя способами:

1) как периодически действующим автоматическим выключателем,

2) как измерителем тока с малым временем установки.

Действие искры как автоматического выключателя показано для примера на рис. 262. Вместо движущегося и неподвижного контактов обычных выключателей мы видим здесь *искровой промежуток* между двумя металлическими шарами a и b. Два тонких провода служат для зарядки конденсатора от какого-нибудь источника тока, например индукционной машины. Когда напряжение достигает определенного значения U, между шарами проскакивает искра, замыкающая ток.

Меняя расстояние между шарами, можно регулировать напряжение питания контура U.

В качестве измерителя тока с малым временем установки искра может применяться благодаря тому, что яркость ее зависит

от величины тока. За время каждого периода яркость дважды становится максимальной. Для обнаружения этих периодических колебаний яркости нужно сменяющие друг друга во времени картины искры разделить в пространстве. Это легко осуществить с помощью быстро вращающегося многогранного зеркала. На рис. 263 воспроизведена полученная таким способом фотография искры. Частота в этом опыте была равна 50 000 $сек^{-1}$. Вначале легко заметить на фотографии периодические колебания яркости. В дальнейшем картина смазывается облачком светящегося пара металла. В начальной стадии можно также при каждом максимуме определить и направление тока в соответствующий момент. Более яркий конец искры всегда отмечает отрицательный полюс.

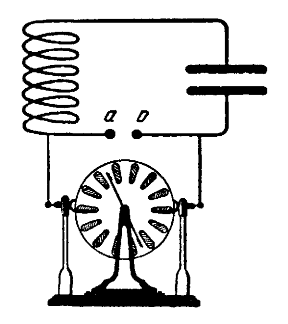


Рис 262. Искровой промежуток как выключатель в электрическом колебательном контуре.

Рассмотреные до сих пор электрические колебания были затухающими, амплитуда их переменного тока постепенно уменьшалась, примерно так, как это показано на рис. 264. Затухающее колебание имеет, как мы знаем из «Механики» (§ 101), не *одну* определенную собственную частоту, а широкую *полосу частот*, т. е. непрерывный спектр частот, пример которого изображен на рис. 265. Это очень неудобно для большого числа физических и технических применений, где обычно требуются переменные токи с постоянной во времени амплитудой и по возможности с единой частотой. Это обусловливает необходимость разработки методов создания и *незатухающих* электрических колебаний.

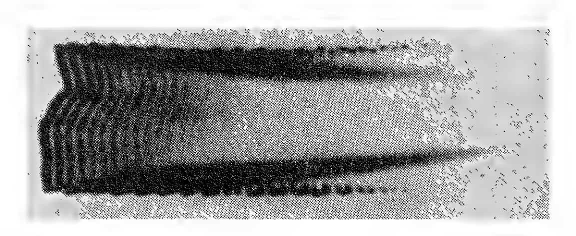


Рис 263. Обнаружение электрических колебаний с помощью искры («искра Феддерсена». Негатив снимка Б Вальтера).

В механике аналогичная задача была решена уже давно (см. «Механику», § 99) и притом с помощью процесса *самовозбуждения*. Примером могут служить маятниковые и карманные часы. Само-

возбуждение электрического колебательного контура мы поясним на примере колебаний с очень малой частотой ($\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$). Для этого мы воспользуемся контуром, знакомым нам по рис. 261, но с небольшим изменением: для возбуждения колебаний мы будем на этот раз изменять напряжение между точками *a* и *b* с помощью регулируемого реостата R_s (рис. 266). Всякое перемещение движка

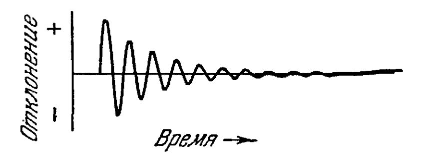


Рис. 264. Картина *экспоненциально* затухающих колебаний (обычно реализуется лишь с грубым приближением!). Отношение двух последовательных амплитуд (максимальных отклонений) одного знака называется коэффициентом затухания, а его натуральный логарифм — *логарифмическим декрементом* затухания (Λ). Обратная величина $1/\Lambda = N_e$ есть число колебаний, на протяжении которых амплитуда уменьшается до доли $1/e \approx 37\%$ от начального значения. Зная эту величину и собственную частоту ν_0, можно вычислить время затухания колебаний $\tau = \frac{1}{\Lambda\nu_0}$.

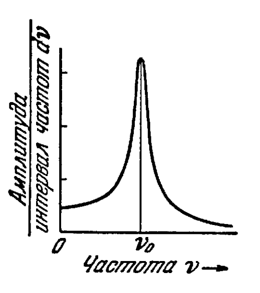


Рис. 265. Непрерывный спектр затухающих колебаний на рис. 264. Хотя собственная частота ν_0 и имеет наибольшую амплитуду, она, однако, отнюдь не является единственной. Без нулевой частоты (т. е. при затухающих электрических колебаниях без постоянной составляющей тока) площадь участков кривой на рис. 264, лежащих над осью абсцисс, не могла бы быть больше, чем площадь под осью абсцисс.

в направлении двойной стрелки дает толчок, возбуждающий затухающие электрические колебания с частотой $\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$.

Одинаковые по величине изменения R_s, осуществляемые в ритме собственной частоты колебательного контура, дают переменный ток постоянной амплитуды. Для перехода к *самовозбуждению*

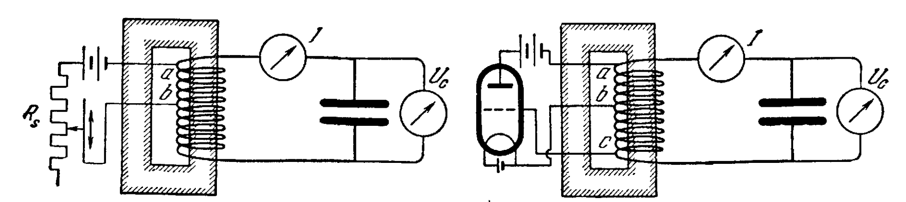


Рис. 266. Получение затухающих электрических колебаний очень малой частоты. Вариант рис. 261. Импульсное возбуждение путем изменения напряжения между точками катушки *a* и *b*. Сопротивление реостата $R_s \approx 10^4$ *ом*.

Рис. 267. Получение незатухающих электрических колебаний очень малой частоты ($\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$). Самовозбуждение с помощью трехэлектродной лампы ($R_i \approx 10^4$ *ом*, ср. § 152).

нужно, чтобы раз возбужденный колебательный контур сам осуществлял эти изменения R_s. В настоящее время это удобнее всего осуществляется с помощью общеизвестных *трехэлектродных ламп* (радиоламп), как это показано на рис. 267.

Между накаленным катодом и холодным анодом помещается управляющая сетка. Сопротивление такой лампы порядка 10^4 *ом*. Его можно в широких пределах периодически изменять, создавая переменное электрическое поле между катодом и управляющей сеткой. Необходимое для этого напряжение можно получить,

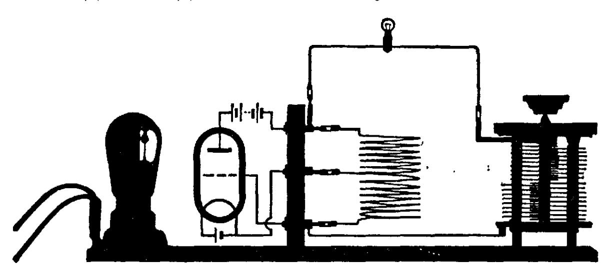


Рис. 268. Получение незатухающих электрических колебаний с частотой порядка $5 \cdot 10^5$ *сек*$^{-1}$. Этот рисунок, как и следующие, данные в теневой проекции, изображает законченную демонстрационную установку. Трехэлектродная лампа (радиолампа) находится в левой части. Схема ее включения вычерчивается на стеклянной пластинке (ср. рис. 267).

например, в результате индукции в части *bc* катушки *ac*. Возбуждаемый подобным образом колебательный контур на рис. 267 дает незатухающие колебания с частотой $\nu \approx 1$ *сек*$^{-1}$. Картину колебаний тока I и напряжения U_C в этом контуре, как и разность фаз между ними, легко наблюдать с помощью гальванометра с вращающейся катушкой, имеющего достаточно малое время установки.

Этот процесс самовозбуждения, часто называемый *обратной связью*, может быть с помощью обычных электронных ламп применен и для получения незатухающих колебаний с частотой до 10^8 *сек*$^{-1}$. На рис. 268 показан пример для частот в несколько единиц $\times\ 10^5$ *сек*$^{-1}$. В качестве индикатора переменного тока здесь применена маленькая лампочка накаливания.

§ 86. Вынужденные электрические колебания. Всякий механический маятник при «возбуждении толчком» или при самовозбуждении колеблется с собственной частотой ν_0. Однако с помощью соответствующего *возбудителя* каждому маятнику можно «навязать» любую другую частоту и заставить его колебаться как *резонатор*. Для этого нужно воздействовать на маятник периодической силой желаемой частоты. Этот процесс вынужденных колебаний был подробно рассмотрен в «Механике» (§ 108) на примере вращательного маятника, который подобно балансиру карманных часов состоял из маховика и спиральной пружины. На рис. 269, *а* — *в* воспроизведены полученные нами экспериментальные результаты. Амплитуды качаний маятника (рис. 269, *а*), его угловой скорости (рис. 269, *б*) и его кинетической энергии

(рис. 269, *г*) достигают своего наибольшего значения, когда частота возбуждения ν совпадает с собственной частотой вращательного маятника ν_0. Собственная частота выделяется тем резче, чем меньше затухание маятника (резонатора). Это показывает рис. 353 «Механики». Здесь, на рис. 269, *а* — *в* мы нарочно выбрали случай большого затухания; картина колебаний для этого случая показана на рис. 269, *а* в правом верхнем углу.

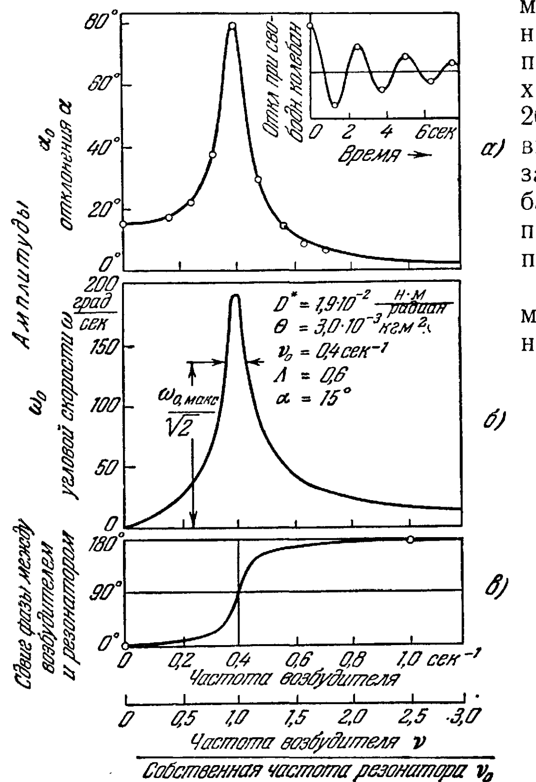


Рис. 269, *а*—*в*. Картина вынужденных *механических* колебаний, получаемая с помощью вращательного маятника (см. рис. 351 «Механики»). Легко измеряется картина на рис. *а* (амплитуда $\alpha=15°$ для $\nu=0$) и некоторые точки на рис. *b*. Амплитуда угловой скорости в ω раз превосходит амплитуду отклонений. Полуширина H — это та область частот, на границах которой отклонение имеет значение, равное доле $1/\sqrt{2}$ от наибольшего. [При очень большом затухании, т. е. при $\Lambda>1$, максимальное отклонение на рис. *а* соответствует не собственной частоте незатухающего маятника ν_0 и не несколько измененной частоте затухающего, а частоте $\nu=\nu_0\sqrt{1-0{,}5\ (\Lambda/\pi)^2}$]. D — вращающий момент.

Совершенно то же имеет место и в случае вынужденных электрических

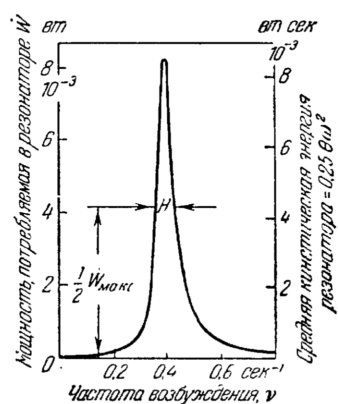


Рис. 269, *г*. Энергетическая *резонансная кривая вынужденных механических колебаний*. Ее максимум даже при очень большом затухании, т. е. при $\Lambda>1$, соответствует частоте ν_0, т. е. не измененной затуханием собственной частоте резонатора. Полуширина H — это та область частот, на границах которой потребляемая мощность и кинетическая энергия резонатора вдвое меньше соответствующих максимальных значений.

колебаний. Вращающийся маятник с маховиком и спиральной пружиной заменяется здесь электрическим колебательным контуром с катушкой и конденсатором, периодически изменяющаяся *сила* — периодически меняющимся *напряжением*. Последнее мож-

но получить с помощью переменного магнитного или электрического поля. Рассмотрим сначала два *качественных примера*.

1. В качестве резонаторов применим два колебательных контура, показанных на рис. 270, в качестве возбудителя — контур

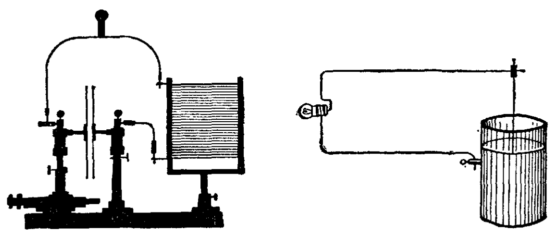


Рис. 270. Два колебательных контура, с помощью которых можно продемонстрировать возбуждаемые в результате резонанса переменные токи высокой частоты. Возбудителем служит контур, показанный на рис. 268. Собственную частоту левого контура можно изменять, меняя с помощью микрометра расстояние между пластинами конденсатора, частота правого контура фиксирована.

с незатухающими колебаниями (рис. 268). Поместим резонаторы вблизи возбудителя так, чтобы часть линий магнитного поля его катушки могла индуцировать напряжение в витках резонатора. Меняя емкость конденсатора, можно легко добиться установки на резонанс. При этом лампочки в цепи резонаторов ярко вспыхивают. Оба резонирующих контура в этом опыте имеют малое затухание, и поэтому установка на резонанс здесь очень резка.

2. В высокочастотных контурах с незатухающими колебаниями часто исчезает желательная физическая обозримость картины. В них нельзя уже

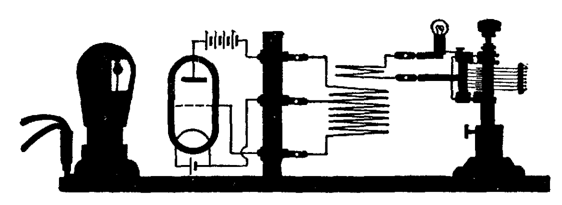


Рис. 271. Слева: мало наглядный колебательный контур с самовозбуждением для частоты $\nu = 3 \cdot 10^{5}$ *сек*$^{-1}$. Справа: легко обозримый колебательный контур, в котором переменный ток возбуждается с помощью резонанса.

раздельно видеть катушки и конденсаторы; часто уже электроды ламп образуют конденсаторы с необходимой емкостью C. Такого рода случай изображен на рис. 271 слева; здесь изображен контур, настроенный на частоту 10^{5} *сек*$^{-1}$. Мы видим только присоединенную сбоку катушку и лампу. Справа изображен легко обозримый контур, состоящий из катушки с двумя витками и вращающегося конденсатора. В качестве индикатора вынужденных колебаний снова используется маленькая лампочка накаливания. Подобным образом можно продемонстрировать высокочастотные переменные токи в колебательном контуре, не отягощенном техническими деталями.

§ 87. Количественная трактовка вынужденных колебаний при последовательном включении. На рис. 261 и 262 мы меняли напряжение между точками a и b непериодически. С помощью такого непериодического или *толчкообразного* импульсного возбуждения мы создавали в контуре затухающие колебания.

Теперь мы будем изменять напряжение между точками a и b периодически, и притом пользуясь генератором синусоидального переменного тока.

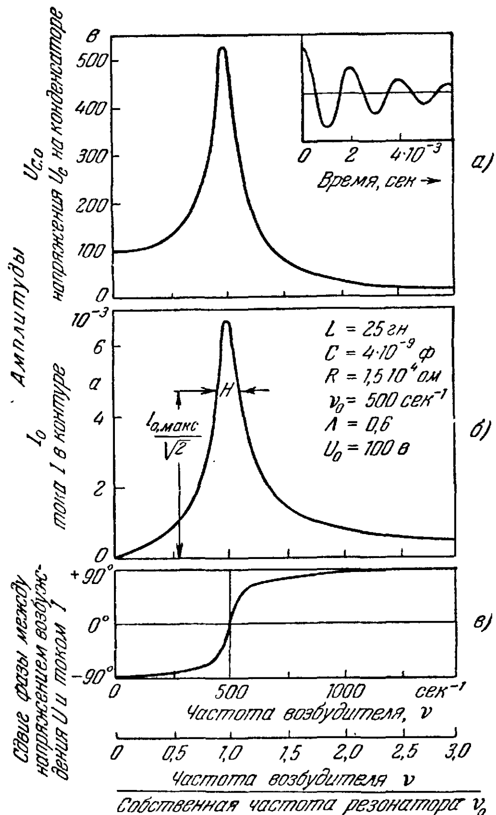


Рис. 272, *а—b*. Картина вынужденных *электрических колебаний*, рассчитанная по формуле (136) и рис. 248 в § 81. Удобен для промера рис. *b*. Полуширина H — это та область частот, на границах которой ток (эффективное значение или амплитуда) падает до доли $1/\sqrt{2}$ от своего максимального значения.

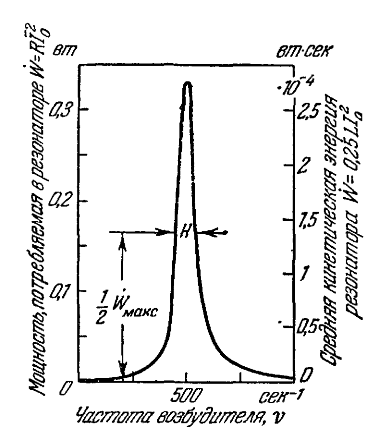


Рис. 272,*г*. Энергетическая резонансная кривая *вынужденных электрических колебаний*. Даже при очень большом затухании, т. е. при $\Lambda > 1$, ее максимум соответствует частоте ν_0, т. е. не искаженной затуханием собственной частоте резонатора. Полуширина H — это та область частот, на границах которой потребляемая мощность и магнитная энергия уменьшаются вдвое по сравнению со своими максимальными значениями.

Иными словами: мы используем установку, схематически показанную на рис. 247. Здесь точки a и b соответствуют обозначенным так же точкам на рис. 261. Раньше мы говорили, что направляем через катушку и конденсатор переменный ток. Теперь

мы скажем так: в колебательном контуре из катушки и конденсатора возбуждаются, как в *резонаторе*, вынужденные колебания; «*возбудителем*» служит источник переменного тока.

Пользуясь рис. 249, мы вывели для цепи переменного тока, состоявшей из последовательно включенных катушки и конденсатора, формулу (136) (стр. 178). С ее помощью мы вычисляем прежде всего значения амплитуды тока I_0 для различных значений частоты ν (рис. 272, *б*) и затем, пользуясь формулой (135), вычисляем амплитуды напряжения на конденсаторе $U_{C,0}$ (рис. 272, *а*). Далее с помощью формулы (137) мы вычисляем разность фаз между напряжением и током (рис. 272, *в*) и, наконец, потребляемую резонатором мощность $\dot{W} = I^2R$ (рис. 272, *г*). Последняя кривая дает также зависимость содержащейся в резонаторе магнитной энергии от частоты. Значения этой величины можно отсчитать по оси ординат справа.

Значения величин L, C и R подобраны приблизительно равными значениям этих величин в опыте, представленном на рис. 249.

Формальное совпадение результатов для вынужденных электрических и вынужденных механических колебаний очевидно. Рис. 272, *а* — *г* очень наглядно показывает смысл формул (136) и (137) на стр. 178.

Во всех применениях вынужденных колебаний решающую роль играет логарифмический декремент резонатора Λ (определение — в подписи к рис. 264). При $\Lambda \leqslant 1$ для экспериментального определения величины Λ, постоянной затухания $\Lambda \cdot \nu_0$ и фактора потерь $\operatorname{tg}\delta = \frac{\Lambda}{\pi}$ пользуются соотношением

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\Lambda}{\pi} = \frac{H}{\nu_0}, \tag{148}$$

где H есть полуширина полосы, определенная на рис. 272, *б*.

При последовательном соединении часто оказывается еще более удобным пользоваться соотношением

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\Lambda}{\pi} = \frac{U_{C,\text{эфф}} \text{ для } \nu = 0}{U_{C,\text{эфф}} \text{ для } \nu = \nu_0}, \tag{149}$$

а при параллельном — соотношением

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\Lambda}{\pi} = \frac{I_{L,\text{эфф}} \text{ для } \nu = 0}{I_{L,\text{эфф}} \text{ для } \nu = \nu_0}. \tag{150}$$

Для вычисления величины Λ как при последовательном, так и при параллельном соединении применяют соотношение

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\Lambda}{\pi} = \frac{R}{\omega_0 \cdot L} = R\omega_0 C. \tag{151}$$

Величина $\frac{1}{\Lambda\nu_0}=\frac{1}{\pi H}=\tau$ есть время, в течение которого амплитуда вынужденных колебаний спадает до доли $1-\frac{1}{e}\approx 63\%$ от своего максимального значения.

§ 88. Общее замечание о применении электрических колебаний. В механике получение и применение незатухающих колебаний осуществляется в весьма разнообразных вариантах. Различные формы самовозбуждения, предельный случай релаксационных колебаний, многообразные взаимодействия между связанными системами (например, в музыкальных инструментах) образуют весьма пеструю картину. То же имеет место и в учении об электричестве, где эти явления еще не потеряли, кроме того, прелести новизны (высокочастотная техника). Мы ограничимся здесь лишь несколькими примерами, важными для физических лабораторий, и в остальном отошлем читателя к специальной технической литературе.

§ 89. Механические колебания как вспомогательное средство в технике переменных токов. В электрических колебательных контурах не удается получить ни столь постоянной частоты ни

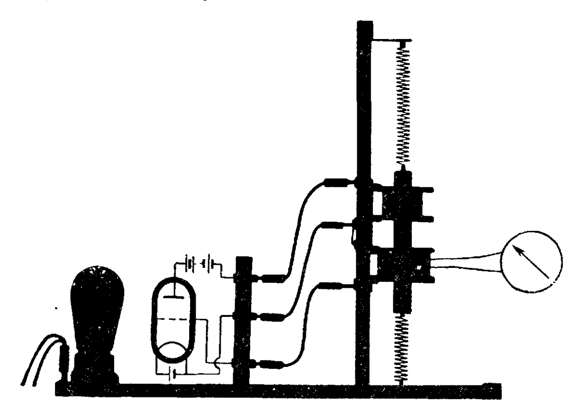


Рис. 273. Получение переменных токов очень постоянной частоты с помощью *механических* продольных колебаний. Вместе с тем это модель кварцевых часов. В корпусе маятника (латунь) находится стержнеобразный магнит. Магнитное поле верхней катушки (1200 витков) дает ему толчок. При этом нижняя катушка (около $2\cdot10^4$ витков) создает индуцированное напряжение между накаленным катодом и сеткой. Переменный ток ($\nu\approx 2$ *сек*$^{-1}$) можно наблюдать с помощью индуктивно связанного с контуром гальванометра с малым временем установки ($\approx 0,1$ *сек*). Можно по желанию либо прямо использовать получающийся переменный ток, либо возбудить с его помощью вынужденные электрические колебания в другом контуре.

столь малого затухания, как это возможно при механических колебаниях. Поэтому как при получении, так и при применении

переменных токов — особенно токов высокой частоты — часто прибегают к помощи *механических* колебаний. Самовозбуждение механических колебаний лучше всего осуществлять также при помощи трехэлектродных ламп. На рис. 273 показано в качестве примера получение переменного тока с помощью продольно колеблющегося *пружинного маятника*. Как и во всех демонстрационных опытах с переменным током, мы применяем и здесь колебания возможно более низкой частоты ($\nu \approx 2$ *сек*$^{-1}$). При этом за временны́м ходом переменного тока можно проследить с помощью гальванометра, имеющего малое время установки.

При больших частотах особенно удобным является применение продольно колеблющихся пластинок из *кварца*. Кварц является пьезоэлектрическим кристаллом (§ 37). Поэтому вместо катушек на рис. 273 нужно пользоваться плоскими конденсаторами. Уже простой «стабилизованный кварцем ламповый генератор» дает переменный ток, частота которого остается постоянной с точностью до нескольких миллионных долей ее значения. При более сложных схемах включения и применении термостатов можно построить так называемые *кварцевые часы* с постоянством частоты до 10^{-8}.

§ 90. Переменные токи постоянной амплитуды и переменной частоты. В машинных генераторах с изменением *частоты* одновременно изменяется и *амплитуда* переменного тока. Это создает ряд затруднений при многих применениях переменного тока в *измерительной технике*. Переменные токи, получаемые в электрических колебательных контурах, дают возможность обойти многие из этих трудностей. С этой целью применяют два возбуждаемых с помощью электронных ламп контура, настроенных на высокие частоты ν_1 и ν_2. Наложение их дает переменный ток «биений» с частотой $(\nu_1—\nu_2)$ (рис. 274, *а*). Выпрямитель превращает этот переменный ток в асимметричный (кривая *б* на рис. 274). В последнем в качестве главной компоненты содержится синусоидальный переменный ток с частотой $(\nu_1—\nu_2)$ (кривая *в*). Для того чтобы в широких пределах менять эту частоту, достаточно очень мало изменить одну из частот ν_1 или ν_2. Эти небольшие изменения осуществляются без заметного изменения амплитуды. В хорошо продуманных технических конструкциях эта идея применяется в так называемых «зуммерах на биениях», которые дают токи с амплитудой приблизительно до 50 *ма* и с частотой, изменяющейся в пределах от 20 до $2 \cdot 10^4$ *сек*$^{-1}$.

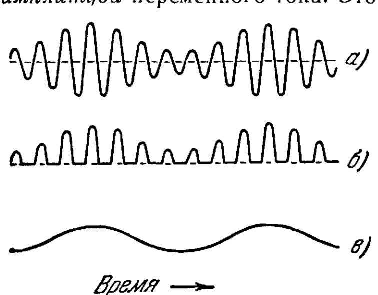


Рис. 274 Зуммер на биениях дает переменные токи различной частоты, но постоянной амплитуды.

§ 91. Принцип спектральных аппаратов. Воспроизведем вторично вариант рис. 261, обратив внимание на подпись к этому рисунку. На этот раз (рис. 275) мы сохраняем сопротивление между точками *a* и *b* постоянным и подключаем параллельно ему второй измеритель тока и выключатель *S*. Размыкая и замы-

кая этот выключатель, мы можем получить в нижней цепи ток I_0, временно́й ход которого изображается на рис. 275 кривой α. В момент времени t_1, когда ток I_0 возникает, в колебательном контуре начинает идти переменный ток (кривая β, первая восходящая ветвь; на этой схеме мы пренебрегаем затуханием). В момент прекращения тока I_0 (момент t_2) возникает переменный

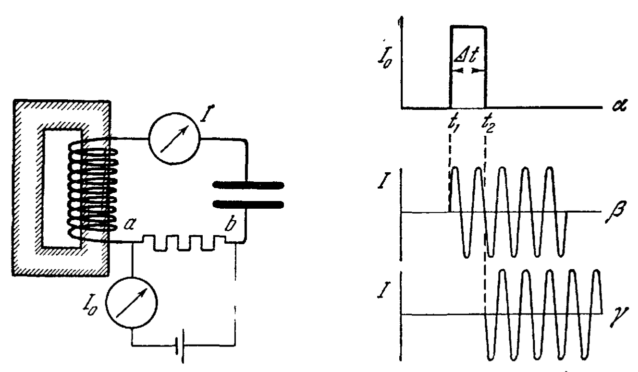


Рис. 275. К выяснению принципа работы спектрального аппарата. Получение волновых цугов из непериодических процессов. Колебательный контур имеет собственную частоту ν_0 и период $T_0 = \frac{1}{\nu_0} = 2\pi\sqrt{LC}$.

ток той же частоты (кривая γ, первая нисходящая ветвь). Частота обоих этих токов $\nu_0 = \frac{1}{T_0}$ равна собственной частоте резонатора. Станем теперь варьировать длительность промежутка времени Δt, в течение которого идет постоянный ток I_0.

Сделаем сначала Δt равным $\frac{T_0}{2}$. При этом переменные токи, изображенные на кривых β и γ, складываются в одинаковых фазах и дают ток с удвоенной амплитудой. Далее сделаем $\Delta t < \frac{T_0}{2}$. Переменный ток в контуре I будет при этом иметь прежнюю частоту ν_0, но меньшую амплитуду. Наконец, сделаем $\Delta t > \frac{T_0}{2}$. При этом переменные токи частоты ν_0 будут иметь большие амплитуды только в том случае, когда длительность интервала Δt равна нечетному кратному величины $\frac{T_0}{2}$. Эти факты можно описать двояким способом:

Либо *формально*: постоянный ток «прямоугольной» формы, подобно свету лампы накаливания, представляет собой *смесь* переменных токов всех частот. Их совокупность образует *непрерывный* спектр. Этот спектр всегда содержит в себе и собственную

частоту резонатора ν_0, но эта частота имеет большую амплитуду только тогда, когда ширина ящика во времени Δt есть нечетное кратное величины $\frac{T_0}{2}$.

Либо *физически*: «прямоугольный» постоянный ток представляет собой совершенно непериодический процесс. *Переменный ток возникает только в резонаторе.* Он представляет собой результирующую тех переменных токов, которые возникают в момент возникновения или прекращения постоянного тока. Если Δt равно нечетному кратному $\frac{T_0}{2}$, то результирующий переменный ток имеет большую амплитуду. Если же это условие не выполнено, то амплитуда результирующего тока будет очень мала, хотя ток и имеет ту же частоту.

Подобным же образом действуют и оптические спектральные аппараты. Они выделяют из непрерывного спектра, например спектра излучения раскаленного тела, те излучения, которым можно приписать длинные волновые цуги и в соответствии с этим более или менее определенные частоты («Оптика», § 47). В наиболее распространенных оптических спектральных аппаратах с призмами или фильтрами (например, окрашенными стеклами) это действие их можно прямо свести к вынужденным колебаниям («Оптика», гл. XIII).

Мы пренебрегали до сих пор затуханием резонаторов. Оно оказывает влияние на интерференцию переменных токов, возникающих в моменты t_1 и t_2 и снижает спектральную разрешающую способность прибора. Здесь можно особенно ясно увидеть связь между спектральной разрешающей силой и числом отдельных волн (вершина волны плюс ее долина), которые возникают в спектральном приборе.

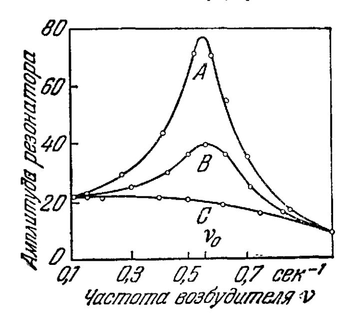


Рис. 276. Три резонансные кривые для вынужденных механических колебаний гальванометра, возбуждаемых переменными токами низкой частоты. Кривые получены с помощью установки, изображенной на рис. 277.

§ 91а. Положительная и отрицательная обратная связь. Управление и регулирование.

Пусть на рис. 276 кривая B есть резонансная кривая некоторой колебательной системы. Она обусловлена затуханием системы, а последнее — ее конструкцией. Не меняя этой конструкции, можно изменять затухание с помощью внешнего источника энергии: при помощи «положительной обратной связи» можно затухание уменьшить и получить острую резонансную кривую A, при помощи «отрицательной обратной связи» можно затухание увеличить (очень плоская резонансная кривая C). Обе эти формы обратной связи имеют в настоящее время боль-

шое значение. Мы поясним их поэтому с помощью простой экспериментальной установки. На рис. 277а роль «резонатора» играет зеркальный гальванометр с вращающейся катушкой, а роль «возбудителя» — источник переменного тока с невысокой, регулируемой частотой и постоянной амплитудой. Внешним источником энергии служат два освещаемых фотоэлемента. Зеркало гальванометра, помимо не показанного на рисунке светового указателя, отражает также широкий световой пучок, который в положении покоя проходит между обоими фотоэлементами. При колебаниях зеркала этот световой пучок поочередно освещает оба фотоэлемента и создает в них вспомогательный ток I_2. В цепи тока I_2 имеется конденсатор C, обусловливающий опережение фазы этого тока на 90° по отношению к колебаниям светового пучка. В силу этого при резонансе вспомогательный ток I_2 может иметь либо то же направление, что и возбуждающий ток I_1 (положительная обратная связь, кривая A,) либо, если обменять местами полюсы, иметь противоположное направление (отрицательная обратная связь, кривая C). В этом примере особенно легко менять величину обратной связи; для этого можно усиливать или уменьшать силу света лампы. При достаточно большой связи гальванометр будет совершать незатухающие колебания и в отсутствии возбудителя.

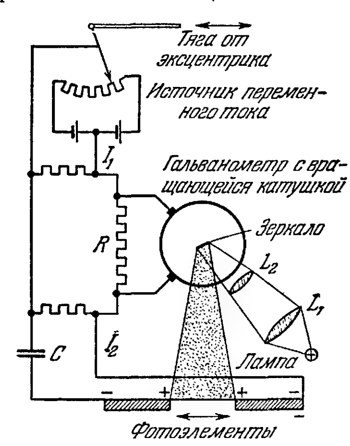


Рис. 277а. Изменение затухания гальванометра с помощью оптической обратной связи. Линза L_1 отображает лампу на зеркало гальванометра, линза L_2 создает в плоскости фотоэлемента изображение ограниченной прямоугольником части поверхности линзы L_1.

Значение положительной и отрицательной обратной связи выходит далеко за область вынужденных колебаний, они играют большую роль в технике *регулирования* и *управления*. Это также можно показать на нашей установке, внеся в нее некоторые изменения. Проделаем следующие опыты: 1) сделаем движение гальванометра апериодическим, уменьшив соответственно сопротивление R (§ 67), 2) удалим возбудитель — источник переменного тока — и конденсатор C, 3) будем перемещать совместно оба фотоэлемента в направлении, указанном двойной стрелкой.

При *отрицательной обратной связи* (часть β на рис. 277б) световой пучок перемещается *в направлении* смещения. Ширина освещенной полоски $(Y - X)$ меньше, чем Y. Если разница $(Y - X)$ очень мала, то световой пучок «следит» за смещением Y,

и мы получаем схему «следящего регулятора» с очень небольшим «отклонением регулировки» ($Y - X$).

Типичный пример следящего устройства мы находим в рулевых машинах, устанавливаемых на больших океанских кораблях: небольшой ручной штурвал на командном мостике («управляющая величина Y») управляет с помощью мощного сервомотора поворотами руля на корме («управляемая величина X»). Варианты этой старой системы управления можно найти и в современных регистрирующих приборах («самописцах»), в которых также применяются сервомоторы: ручной штурвал заменен здесь чувствительным измерительным прибором, а руль корабля — надежным пишущим устройством.

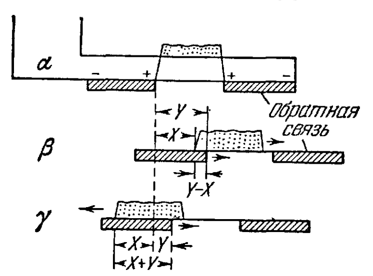


Рис. 277б. К понятию обратной связи в регуляторах и усилителях. При изменении силы света лампы можно изменять отношение $B = \frac{\text{смещение светового пучка}}{\text{ширина освещения полоски}}$ (в части β отношение $B=4$, а в части γ оно равно $^2/_3$).

При отрицательной обратной связи и неподвижной установке фотоэлементов (часть α на рис. 277б) мы получаем схему «поддерживающего регулятора»: он поддерживает постоянным направление светового пучка, когда мы, например, поворачиваем у гальванометра торсионную головку подвеса зеркальца. Аналогичным образом действуют и поддерживающие регуляторы температуры, частоты вращения, тока и других физических величин. Регулирование в них осуществляется либо непосредственно (как в части α на рис. 277б), либо с помощью вспомогательных или сервомоторов.

Положение нашего тела и отдельных его членов также определяется совокупностью сложных «поддерживающих» и «следящих» регулирующих устройств: при этом мышцы играют роль сервомоторов. Нарушения этих регулирующих механизмов (например, при обмороке) приводят к тому, что тело беспомощно падает. То, что человек может стоять на ногах, является результатом действия удивительных регулирующих процессов.

При положительной обратной связи (часть γ на рис. 277б) световой пучок движется навстречу смещению Y. Ширина ($Y + X$) *больше*, чем смещение Y. Положительная обратная связь используется в *усилителях* и для получения *незатухающих колебаний*.

§ 92. Высокочастотные переменные токи как вспомогательное средство для демонстрационных экспериментов. 1. *Демонстрация самоиндукции в проводниках, не имеющих формы катушек.* Для переменного тока «индуктивное» сопротивление проводника $U/I = \omega L$, вообще говоря, велико по сравнению с его «омическим» сопро-

тивлением R. В § 77 мы показали это для катушки с железным сердечником. Пользуясь переменными токами высокой частоты, мы можем показать то же и для одного-единственного витка, т. е. для простой проволочной дуги.

На рис. 278а мы видим такую дугу из толстой медной проволоки. В перекрывающий ее посередине мостик включена лампочка

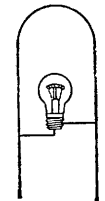


Рис. 278а. К демонстрации индуктивного сопротивления проволочной дуги.

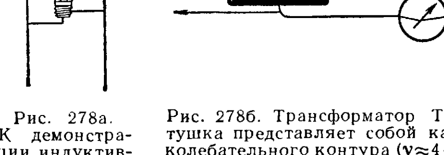


Рис. 278б. Трансформатор Тесла. Первичная катушка представляет собой катушку затухающего колебательного контура ($\nu \approx 4 \cdot 10^5$ *сек*$^{-1}$), в которой идет переменный ток высокой частоты. Стрелки — провода к источнику тока, например резонансному трансформатору. (Вторичная катушка последнего совместно с заряжаемым конденсатором образует колебательный контур, частота которого обычно совпадает с частотой генератора, т. е. равна 50 *сек*$^{-1}$.) S — разрядник.

накаливания. Так как «омическое» сопротивление дуги очень мало, то для постоянного тока лампа замкнута накоротко. Однако она ярко вспыхивает, если по дуге проходит произвольный (затухающий или не затухающий) переменный ток достаточно высокой частоты. Это показывает, что в данном случае для дуги отношение U/I, которое мы называем ее сопротивлением, значительно больше, чем в случае постоянного тока. Этот простой опыт чрезвычайно наглядно показывает инерцию магнитного поля. По существу он не дает нам ничего нового, но тем не менее он очень важен, так как начинающие склонны не учитывать самоиндукцию в проводах, не имеющих формы катушки.

2. *Трансформатор Тесла.* На рис. 278б катушка Sp высокочастотного колебательного контура является одновременно первичной катушкой трансформатора. Она состоит из небольшого числа витков (например, $n_{п} = 3$). Число витков $n_{в}$ вторичной катушки J значительно больше и может достигать нескольких сотен. Для высоких частот она обладает большим индуктивным сопротивлением $U_0/I_0 = \omega L$. Поэтому между ее концами может существовать высокое напряжение, порядка 10^4 *в*, причем токи в катушке не превышают нескольких ампер. Вследствие этого между концами вторичной катушки легко можно получать напряжения порядка 10^5 *в*. Между концами катушки проскакивают длинные синевато-красные искры (рис. 278б). Часто один конец вторичной, или индукционной, катушки этого трансформа-

тора соединяют с землей (водопроводной трубой и т. п.). При этом из свободного конца выскакивает интенсивный пучок сильно разветвленных красноватых искр, часто достигающих метровой длины (рис. 279).

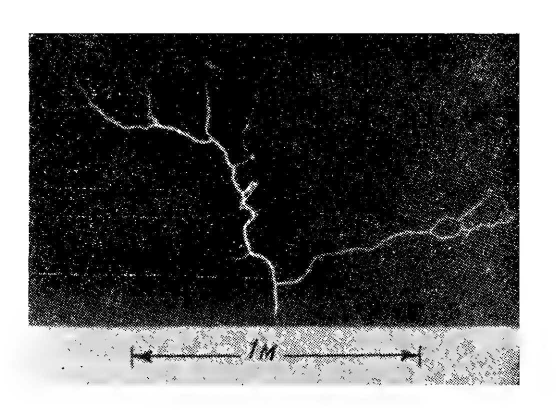


Рис. 279. Моментальная фотография (выдержка 0,01 *сек*) кистевого разряда на электроде трансформатора Тесла.

3. *Скин-эффект.* Мы можем представлять себе проводник, состоящим из оси и ряда окружающих ее концентрических трубчатых слоев. *Индуктивность L наружных слоев меньше, чем внутренних.*

Объяснение. На рис. 280, *б* изображен в *поперечном* сечении проводник, по которому идет ток (заштриховано). Этот проводник окружен, как мы знаем, кольцеобразными замкнутыми линиями магнитного поля $\mathfrak{H}$. Однако эти линии поля не только охватывают проводник снаружи, но существуют и внутри него, так как каждый из трубчатых слоев, по которым идет ток, должен быть окружен линиями магнитного поля. Некоторые из этих линий изображены на рис. 280, *б*.

Далее на рис. 280, *а* и 280, *в* изображен дважды отрезок проводника в *продольном сечении.* На обоих этих рисунках направление тока отмечено длинной стрелкой. Кроме того, на них отмечены значками · и + точки пересечения магнитных линий с плоскостью рисунка. На рис. 280, *а* мы видим эти точки пересечения для нескольких *внешних* линий магнитного поля, а на рис. 280,*в*— для нескольких *внутренних* линий. Изменение этих полей во времени индуцирует замкнутые линии электрического поля. Две из них показаны на рис. 280, *а* и *в* в виде прямоугольников, причем направление их соответствует усилению тока в указанном направлении. На *поверхности* проводника эти электрические поля, возникающие в процессе самоиндукции, имеют противоположное направление: стрелки *a* направлены вниз, а стрелки *b* — вверх. Поэтому здесь индуцированные поля в значительной мере уничтожают друг друга. Напротив, на оси проводника такая компенсация не осуществляется; там индуцированное поле имеет направление, противоположное внешнему (длинная стрелка), и потому оно препятствует *усилению* тока. При убывании тока в проводнике имеет место обратное: на оси провод-

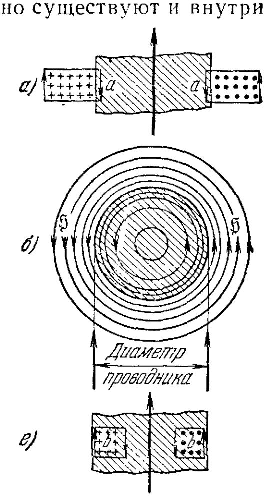


Рис. 280. Линии магнитного поля вокруг и внутри отмеченной штриховкой проволоки и их индукционное действие. Оперенная стрелка — условное направление тока от + к —. На рис. *б* положительный полюс нужно представлять себе находящимся за плоскостью рисунка

ника индуцированное и внешнее поля имеют одинаковое направление, и потому индуцированное поле препятствует *убыванию* тока. Таким образом, самоиндукция на оси проводника будет больше, чем на его поверхности.

Неравномерное распределение индуктивности по поперечному сечению проводника становится заметным прежде всего в случае переменных токов высокой частоты. Последние концентрируются в тонком поверхностном слое, или своего рода «кожице» [1]).

Для демонстрации этого вытеснения тока в поверхностный слой, или скин-эффекта, мы воспользуемся установкой, изображенной на рис. 281. По катушке *Sp* проходит переменный ток высокой частоты. Последний индуцирует токи в индукционной катушке *J*,

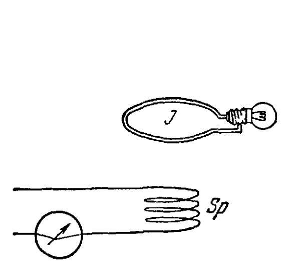


Рис. 281. Скин-эффект при высокочастотных переменных токах. Катушка *Sp* принадлежит незатухающему или затухающему колебательному контуру.

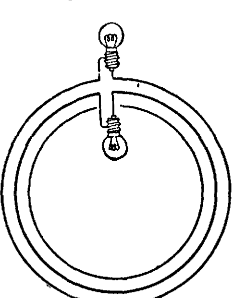


Рис. 282. К демонстрации скин-эффекта.

кольце из толстой медной проволоки. Для оценки силы этого тока служит электрическая лампочка. Окружим теперь это медное кольцо концентричной с ним медной трубкой (рис. 282), поперечное сечение стенок которой равно поперечному сечению проволоки. Между концами трубки включим такую лампочку, какая была включена в проволочную дугу. Обе эти индукционные катушки, вставленные одна в другую, мы приблизим теперь к катушке поля *Sp* (рис. 281). Лампа накаливания между концами трубки вспыхивает ярким белым светом, тогда как лампа, включенная в проволочную дугу, нагревается только до красного каления или остается темной.

4. *Обнаружение замкнутых линий электрического поля.* То более углубленное истолкование процесса индукции, которое было дано в § 57, приводит нас к заключению, что должны существовать электрические поля с замкнутыми кольцеобразными электрическими линиями. К сожалению сделать эти линии видимыми

---

[1]) Это явление и называется *скин-эффектом* от английского слова skin — кожа.— *Прим. перев.*

при помощи кристалликов гипса невозможно. С помощью высокочастотных переменных токов мы можем наверстать упущенное и сделать эти кольцеобразные замкнутые линии электрического поля видимыми.

Правда, та напряженность поля, какую мы можем здесь получить, и теперь недостаточна, чтобы вызвать правильную ориентировку кристаллов гипса, однако она достаточна для другой, не менее наглядной демонстрации замкнутых линий электрического поля. Этот способ основан на способности благородных газов, например неона, при низком давлении светиться уже в полях невысокой напряженности, примерно около 20 *в/см*.

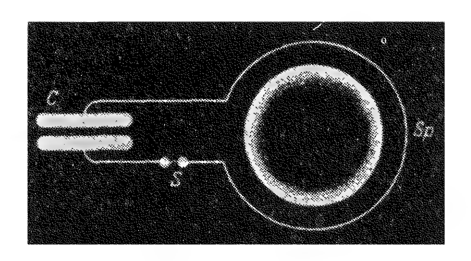


Рис. 283. Обнаружение замкнутых линий электрического поля (безэлектродные кольцевые токи). Инертные газы, например неон, начинают при низком давлении светиться уже в электрических полях с напряженностью около 20 *в/см*.

Установка изображена на рис. 283. Катушка поля *Sp*, состоящая, например, из одного витка, дает нам высокочастотное переменное поле, магнитные линии которого направлены перпендикулярно к плоскости рисунка. Это быстро меняющееся магнитное поле должно быть, как показано на рис. 160, окружено не имеющими концов линиями электрического поля.

Теперь введем в область этих замкнутых линий электрического поля, стеклянный шар, наполненный разреженным неоном, и мы увидим, что кольцеобразная область в этом шаре начнет светиться ярким, издалека видимым светом. Мы видим, хотя и грубую, но наглядную картину переменного электрического поля с замкнутыми линиями, не имеющими ни начала ни конца. Знакомство с замкнутыми линиями электрического поля будет в дальнейшем совершенно необходимо нам для понимания электрических волн, т. е. электромагнитного излучения. Поэтому этот опыт должен помочь нам наглядно представлять себе эти явления.

XII. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

§ 93. Предварительное замечание. В общих чертах наше изложение вопроса об электрическом поле шло по такому плану:

1. *Покоящееся электрическое поле*, схема на рис. 284, *а*. На концах линий поля находятся электрические заряды.

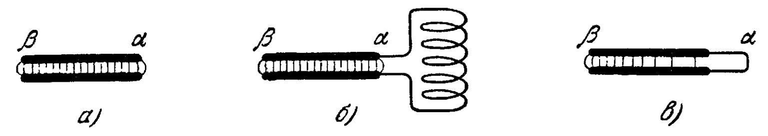


Рис. 284. *а* — покоящееся, *б* и *в* — распадающееся электрическое поле конденсатора.

2. *Медленно изменяющееся электрическое поле.* Обе пластины конденсатора соединены проводником. На рис. 284,*б* этот проводник представляет собой длинную проволоку, навитую в виде катушки. Электрическое поле распадается, но в силу самоиндукции в проводнике этот процесс еще протекает «медленно»: в точках α и β поле исчезает практически одновременно. На рис. 284,*б* это наглядно изображено тем, что расстояние между линиями поля в точках α и β одно и то же.

Теперь мы рассмотрим последний случай.

3. *Быстро изменяющееся электрическое поле.* На рис. 284,*в* проводник короток, его самоиндукция мала. Поле распадается «быстро»; это означает, что мы уже не можем пренебрегать временем, за которое изменение поля распространяется по отрезку βα. Обусловленный проводником распад поля зашел в точке α уже гораздо дальше, чем в β. Это наглядно изображено различием в расстоянии между линиями поля в этих точках. Мы получаем, таким образом, хотя и очень высокую, но все же конечную скорость распространения электрического поля. Эта конечная скорость распространения и создает возможность возникновения электрических волн, т. е. электромагнитного *излучения*. Это излучение либо распространяется *свободно* во все стороны, подобно звуковому излучению в открытом пространстве, либо *направляется* проводниками, подобно звуковым волнам в переговорной трубке.

Изучение обеих этих форм электромагнитного излучения привело к результатам, имеющим фундаментальное значение для физики. Прежде всего существование этого излучения дало экспериментальные доказательства того, что и ток смещения обладает магнитным полем; ранее это утверждение оставалось хотя и правдоподобным, но не доказанным предположением (§ 60). Далее электромагнитные волны позволили расширить спектр, ранее открытый только для видимого и инфракрасного излучения, до волн длиной в несколько километров почти без всяких перерывов.

В технике электрические волны — как свободные, так и направленные — также приобрели исключительное значение. Им мы обязаны современным развитием средств связи, включая телевидение, методами навигации в тумане и в облаках, в отсутствие оптической видимости и т. д. Созданные для этих целей вспомогательные средства все шире проникают в различные области техники и повседневной жизни. Перспективы развития этих областей необозримы. Несомненно только одно: все это переросло пределы собственно физики и развилось в самостоятельные технические дисциплины. Физика должна ограничиться простейшими общими основами. Это и следует иметь в виду в дальнейшем.

§ 94. Простой электрический колебательный контур. Для исследования электрических волн и их демонстрации в аудитории прежде всего нужны переменные токи с частотой порядка 10^8 *сек*$^{-1}$. Лучше всего получать их с помощью незатухающих электрических колебаний. В числе других для этой цели подходит установка, изображенная на рис. 285. Основной ее недостаток с педагогической точки зрения очевиден: существенные элементы колебательного контура — конденсатор и катушка — здесь в большой мере скрыты и отходят на задний план по сравнению с несущественными вспомогательными органами самовозбуждения. Этому можно помочь так, как это показано на рис. 271. *С помощью трудно обозримого контура, служащего возбудителем, создают вынужденные колебания в другом, легко обозримом контуре.* Последний изображен на рис. 286. Мы видим здесь только простую круглую дугу из медной проволоки диаметром около 30 *см*. В середине дуги, перед деревянной ручкой

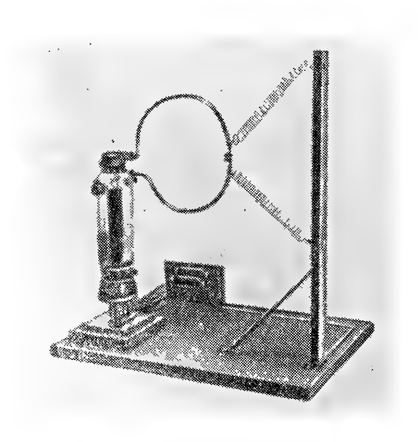


Рис. 285. Труднообозримый колебательный контур с самовозбуждением. Частота $\approx 10^8$ *сек*$^{-1}$.

включена маленькая лампочка накаливания, служащая индикатором тока в ней. На каждом из концов дуги укреплена одна из пластин конденсатора размером с визитную карточку. Расстояние между этими пластинами около 5 *см*. Приблизим этот контур, являющийся резонатором, к контуру возбудителя, изображенного на рис. 285. Слегка изгибая проволочную дугу, мы легко сделаем частоту резонатора достаточно близкой к собственной частоте возбудителя. При этом лампа загорится ярким белым светом. В нашей цепи протекает ток около 0,5 *а* с частотой около 10^8 *сек*$^{-1}$.

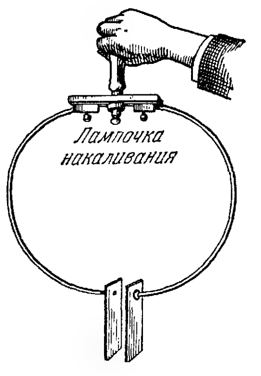


Рис. 286. Очень простой закрытый колебательный контур для демонстрации вынужденных электрических колебаний.

Сравним опыты, изображенные на рис. 75 и 286. На рис. 75 распад поля происходил *однократно* и давал импульс тока порядка 10^{-8} *а·сек*. На рис. 286 распад поля происходит примерно 10^8 раз в секунду, и в соответствии с этим мы наблюдаем токи порядка 1 *а*.

§ 95. Прямолинейный электрический диполь. Располагая необходимым переменным током высокой частоты, мы можем перейти теперь к прямолинейному электрическому диполю.

В механике простой маятник состоит из обладающего инерцией тела и спиральной пружины. В учении об электричестве ему соответствует электрический колебательный контур, состоящий из катушки и конденсатора. Аналогию между ними мы провели в § 85 и здесь сошлемся лишь на рис. 287.


Рис. 287. Механический маятник и электрический колебательный контур.

В простом механическом маятнике инертное тело и пружина четко отделены друг от друга. Если масса шара достаточно велика, то мы можем пренебречь малой массой пружины.

Наряду с этим простым маятником механика знает, однако, бесчисленное количество колебательных систем, в которых отсутствует такая строгая локализация инертного тела и пружины, являющейся источником силы. Типичным примером таких систем может служить столб воздуха в трубе, например в свистке. Каждый продольный элемент этого столба представляет собой как инертное тело, так и отрезок натянутой пружины.

То же относится и к электрическим колебаниям. В обычном колебательном контуре, какой изображен, например, на рис. 286, мы можем четко отличить катушку, являющуюся носителем инертного магнитного поля, от конденсатора — носителя напряжения. Однако в других системах, в которых могут возникать электрические колебания, такая раздельная локализация столь же невозможна, как и в случае механических колебаний столба воздуха. Предельный случай такого рода представляет собой прямолинейный электрический диполь, к которому мы сейчас и переходим.

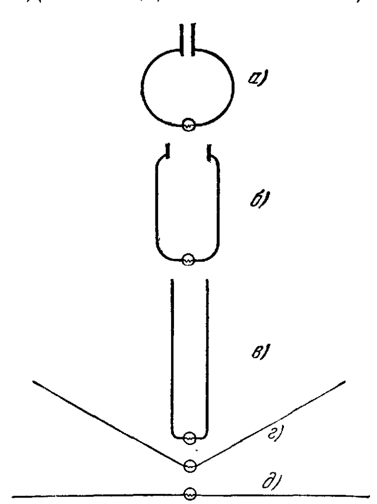


Рис. 288. Переход от закрытого колебательного контура *а* к прямолинейному (стержнеобразному) электрическому диполю *д*.

Обратимся снова к простейшему из наших колебательных контуров, изображенному на рис. 286. Ток проходит через проволочную дугу и лампу как ток проводимости, а через конденсатор — как ток смещения. Будем последовательно увеличивать область этого тока смещения и при этом соответственно уменьшать пластины конденсатора. Мы будем, таким образом, осуществлять переходы, схематически изображенные на рис. 288. При этом мы можем компенсировать постепенное уменьшение роли конденсатора удлинением обеих половин проволочной дуги. Лампа при этом будет светиться, как прежде, т. е. через нее по-прежнему идет переменный ток.

В пределе мы переходим к рис. 288,*д* — прямолинейному стержню с ярко светящейся лампочкой посередине. На рис. 289

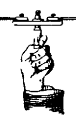


Рис. 289. Прямолинейный электрический диполь длиной около 1,5 *м*.

изображен этот опыт в реальном осуществлении. Изображенная на рисунке рука дает представление о масштабе рисунка. Возбудитель (рис. 285) нужно представлять себе находящимся на расстоянии примерно в 0,5 *м*.

Точная длина стержня не имеет значения. Будет ли каждая половина его длиннее или короче на 10 *см*, это не играет ника-

кой роли. Стержень является, следовательно, резонатором с большим затуханием (§ 86). При колебаниях обе половины стержня поочередно заряжаются положительно и отрицательно. Мы можем представлять себе эти заряды каждой из половин локализованными в одной точке — «центре тяжести» зарядов. Тогда мы получаем систему из двух противоположных по знаку зарядов, отстоящих друг от друга на некоторое расстояние l. Такую систему мы назвали в § 36 электрическим *диполем*, и это название мы перенесем теперь на стержень, в котором происходят электрические колебания.— *Ток проводимости* в таком прямолинейном электрическом диполе представляет собой аналогию с колеблющимся столбом воздуха в закрытой с обеих сторон трубе. Основное колебание такой трубы поясняется тремя моментальными снимками *а* — *в* на рис. 290. Серый цвет обозначает здесь нормальную плотность воздуха, черный — повышенную, а белый — пониженную. Эти распределения графически изображены на рис. 291. Пучности лежат на концах трубы, узел — в ее середине. Эти изменения плотности числа частиц воздуха возникают в силу того, что отдельные отрезки столба воздуха в трубе периодически перемещаются взад и вперед в направлении ее оси.

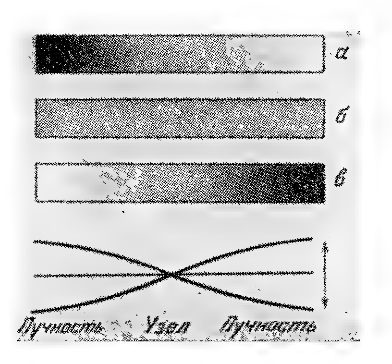


Рис. 290 и 291. Распределение плотности числа частиц воздуха и его давления в закрытой с обоих концов трубе. На рис. 290 оно изображено тремя моментальными снимками, на рис. 291 — графически. Нулевая линия на рис. 291 (ось абсцисс), как и серая окраска на рис. 290, соответствует плотности числа частиц и давлению воздуха при отсутствии звуковых волн.

Воздушный поток также распределен синусоидально, однако пучность его лежит в середине трубы, где амплитуды скорости, направленной попеременно вправо и влево, достигают своего наибольшего значения (рис. 292).

Пучность
Узел
Узел
Продольный ток воздуха (и скорость его частиц)

Рис. 292. Синусоидальное распределение продольного смещения частиц воздуха и скорости их в закрытой с обоих концов трубе.

То же относится и к электрическим колебаниям в прямолинейном электрическом диполе. Воздушному потоку здесь соответствует электрический *ток проводимости* [1]), синусоидально распределенный по продольной оси прямолинейного диполя. На

---

[1]) При этом электроны, количество которых огромно, испытывают лишь ничтожные смещения порядка десятых долей диаметра атома.

рис. 295 это показано с помощью трех лампочек: средняя горит ярким белым накалом, а две боковые светятся желто-красным светом. На рис. 293 это синусоидальное распределение тока проводимости изображено графически.

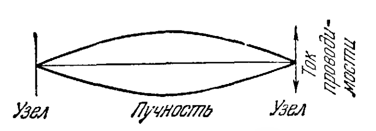


Рис. 293. Графическое изображение синусоидального распределения тока проводимости в стержнеобразном диполе.

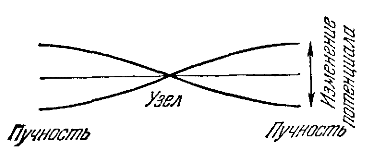


Рис. 294. Распределение потенциала вдоль оси диполя. Ось абсцисс соответствует нулевому потенциалу, когда диполь в целом не заряжен.

Периодически меняющийся ток создает периодически меняющееся распределение зарядов. Серый тон на рис. 290 соответствует электрически нейтральному состоянию, светлый — положи-

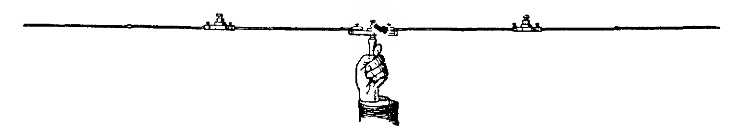


Рис. 295. Демонстрация синусоидального распределения тока проводимости в стержнеобразном диполе

тельному заряду, а черный — отрицательному. Избыток положительного заряда делает потенциал, т. е. напряжение между соответствующим отрезком стержня и землей, положительным, а избыток отрицательного заряда делает потенциал отрицательным. Рис. 294 соответствует рис. 291 для трубы.

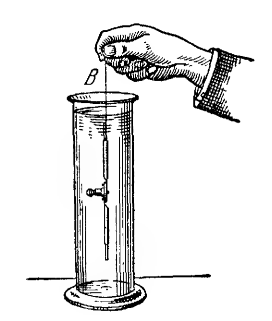


Рис. 296. В дистиллированной воде изображенный на рисунке короткий диполь имеет ту же частоту что и изображенный на рис 295 находящийся в воздухе диполь, имеющий длину в 9 раз большую. B — нитка.

Аналогия идет еще дальше. Частота продольных механических колебаний пропорциональна корню из величины растяжения α («Механика», § 106). При электрических колебаниях роль этой величины играет емкость C. Частота электрических колебаний пропорциональна $1/\sqrt{C}$. В свою очередь емкость C пропорциональна диэлектрическому коэффициенту ε. В среде с диэлектрическим коэффициентом ε диполь длины $l_m = l/\sqrt{\varepsilon}$ имеет ту же частоту, что и диполь длины l, находящийся в воздухе. Это показано на рис. 296 для диполя в воде ($\varepsilon = 81$, $\sqrt{\varepsilon} = 9$).

Этим аналогия между колебаниями трубы и диполя все еще не исчерпана. На рис. 290 показано основное колебание трубы;

рис. 297 относится к колебаниям в трубе, соответствующим первому ее обертону. Ниже схематически изображен диполь длиной около 3 *м*, составленный из двух диполей, которыми мы пользовались раньше. Включенные в него лампочки позволяют проследить за распределением тока. Лампочка в среднем узле остается темной. Этот диполь совершает колебания только в своем первом обертоне. Таким же образом можно перейти к диполям длиной в 4,5 *м*, 6 *м* и т. д.

Колебания диполя, так же как и механические колебания в трубе, можно возбудить с помощью обратной связи; эти колебания будут незатухающими. Это можно, например, осуществить по схеме, показанной на рис. 298: катушка и конденсатор здесь вырождены в прямые проволоки. Самовозбуждающийся диполь имеет достаточно ясную схему, но, к сожалению, требует знакомства с колебаниями диполя.

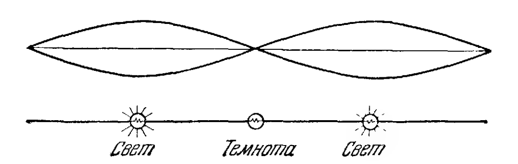


Рис. 297. Диполь, колеблющийся в первом обертоне.

Рис. 298 Диполь с самовозбуждением.

Сказанным относительно прямолинейного диполя мы ограничимся. Мы пришли здесь к существенному новому факту: распределение *тока проводимости* в стержне может носить характер *стоячей волны*, притом волны, соответствующей как основному колебанию, так и его обертонам.

Этому распределению тока проводимости соответствует определенное распределение электрического поля. Это поле должно, быстро меняясь во времени, дополнять в виде *тока смещения* путь тока проводимости, обеспечивая замкнутость цепи. Исследование этого электрического поля и его изменений во времени составляет нашу ближайшую задачу. Оно приведет нас как к электрическим волнам, распространяющимся вдоль проводов, так и к свободным волнам, т. е. собственно к излучению.

§ 96. Стоячие волны между двумя проводами. Система Лехера. Линии электрического поля открытого прямого диполя должны проходить по широким дугам где-то в окружающем диполь пространстве. По пути они встречают стены комнаты, наблюдателя и т. п. К этим заведомо непростым соотношениям, имеющим место для прямого, открытого диполя, мы пока еще подойти

не отважимся и для начала будем исследовать ход линий поля в более простом случае.

При переходе от закрытого колебательного контура к открытому диполю мы прошли через промежуточную форму, изображенную на рис. 299. Мы можем для краткости назвать ее нераскрытым диполем. Приблизив его к возбудителю с частотой порядка 10^8 *сек*$^{-1}$ (рис. 285), мы можем с помощью лампочек выяснить распределение в нем тока проводимости. Средняя лампочка горит ярче всего, т. е. пучность тока проводимости лежит в середине диполя.

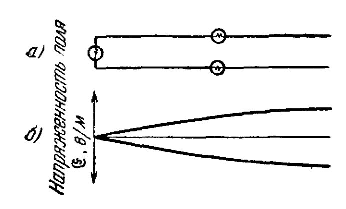


Рис. 299. Не вполне «раскрытый» **диполь** (*а*) и распределение напряженности электрического поля между его ветвями (*б*).

В этой системе распределение линий электрического поля и тока смещения между обеими ветвями не вызывает никаких сомнений. Распределение напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ графически представлено на рис. 299, *б*. Обе изображенные здесь кривые воспроизводят, как и на рис. 294, распределение максимальных значений. Верхняя кривая соответствует моменту, когда верхняя половина диполя имеет максимальный положительный, а нижняя — максимальный отрицательный заряд. Обе кривые через промежуток времени, равный полупериоду колебаний, сменяют друг друга. По ординате можно откладывать либо значения напряженности поля, либо значения тока смещения, так как области высокой напряженности поля являются одновременно областями, где напряженность поля изменяется наиболее сильно, т. е. областями больших токов смещения.

К концу одного диполя можно присоединять еще один или несколько диполей (рис. 297). Это и показано на рис. 300. Находящаяся слева лампочка горит, как и прежде, т. е. колебания в диполе не изменились. Границы диполей *1*, *2*, *3* отмечены на рис. 300,*а* поперечными штрихами. Ниже снова показано распределение поля. В пучностях напряженность поля и ток смещения достигают своих наибольших значений, в узлах они равны нулю (рис. 300,*б*).

В этой системе, носящей название «системы Лехера», можно очень просто и точно измерить распределение поля. Мы опишем два способа, ведущих к этой цели.

1. Будем измерять величину тока смещения. Для этого служит приемник, помещаемый между проводами системы. В качестве такого приемника пользуются коротким куском проволоки *E*, в котором электрическое поле будет разрушаться. При этом в результате процесса статической *индукции* (Influenz) в проволоке возникает ток проводимости, направление которого пе-

риодически меняется, т. е. возникает переменный ток. Можно также применить в качестве приемника *индукционную петлю* E', помещаемую так, чтобы контур ее пронизывался линиями магнитного поля, направленными перпендикулярно к плоскости

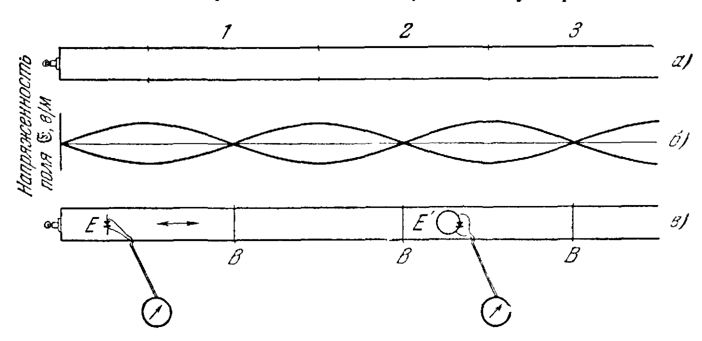


Рис. 300. Демонстрация стоячих электрических волн между двумя параллельными проводами (система Лехера). При достаточно большой напряженности поля для его изучения можно пользоваться маленькими электрическими лампочками. В стоячих волнах узлы перпендикулярного к плоскости рисунка магнитного поля расположены там, где электрическое поле имеет пучности. Поэтому магнитные приемники следует тщательно экранировать металлическими ящиками от электрического поля.

рисунка. Переменные токи, возникающие в проводе E в результате электростатической индукции (Influenz) или в петле E' в силу электромагнитной индукции (Induktion), преобразуются в постоянный ток с помощью выпрямителя (детектора) и измеряются гальванометром. Приемник можно перемещать вдоль проводов в направлении, отмеченном двойной стрелкой. При этом очень четко можно отметить узлы, т. е. места, в которых ток смещения равен нулю. Этот прием можно применять всегда. В обнаруженных таким образом узловых точках электрического поля можно затем соединить провода поперечным мостиком B или соединить их пальцами (ср. рис. 300,*в*). Это нисколько не изменяет стоячей волны: лампочка, включенная в систему в левой ее части, горит так же, как и раньше.

Можно вырезать из системы каждый из прямоугольников, ограниченных смежными мостиками B, и вызвать колебания в нем одном. Для доказательства этого включим в каждый из коротких вертикальных мостиков по лампочке. При наличии электрических колебаний в середине длинных горизонтальных сторон прямоугольника накопляются периодически сменяющие друг друга положительные и отрицательные заряды. Их приток и отток через обе короткие стороны заставляет лампочки накаливаться.

2. Натянем оба провода системы Лехера в длинной стеклянной трубке, заполненной неоном при низком давлении (рис. 301). Тогда в областях высокой напряженности поля (в пучностях его) будет возникать самостоятельный разряд в газе. Мы

увидим свечение положительного столба тлеющего разряда. Пространственное чередование темных и светящихся участков столба газа дает очень наглядную картину распределения поля между проводами.

Для этого опыта требуется довольно высокая напряженность электрического поля. Проще всего добиться этого, применяя

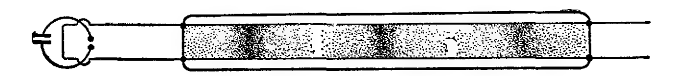


Рис. 301. Обнаружение распределения поля стоячей электрической волны между двумя параллельными проводами.

возбудитель затухающих колебаний, как это показано, например, в контуре с искровым промежутком на рис. 301.

Описанные в этом параграфе опыты приводят нас к результату столь же простому, сколь и важному: *ток смещения между двумя параллельными проводами может давать картину стоячей волны.*

§ 97. Бегущие электрические волны между двумя параллельными проводами. Их скорость. Стоячие волны возникают в результате наложения, или интерференции, двух бегущих в противоположных направлениях волн («Механика», §117). Поэтому существование стоячих электрических волн показывает, что между параллельными проводами существуют и *бегущие* волны. Мгновенная картина такой волны схематически изображена на рис. 302.

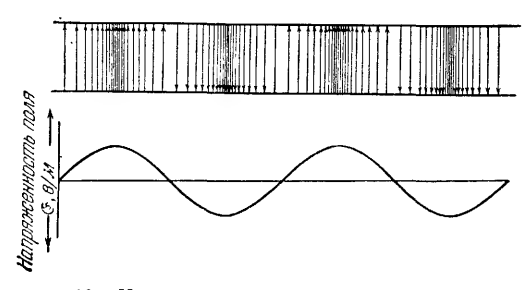


Рис. 302. Наверху: мгновенная картина бегущей электрической волны между двумя параллельными проводами. Стрелки указывают направление напряженности электрического поля, а их густота соответствует численному значению напряженности 𝔈 в вольтах на метр. Внизу: другой способ изображения бегущей электрической волны.

Нужно представлять себе, что вся эта картина движется с некоторой скоростью u в горизонтальном направлении. *Покоящемуся* наблюдателю эта бегущая волна представится в виде периодически меняющегося тока смещения. Наблюдатель, движущийся вместе с волной с той же скоростью, увидит покоящееся электрическое поле с распределением, показанным на рис. 302.

Другой, по существу равноценный способ изображения волны показан на рис. 302 внизу. Здесь вершины волны означают электрическое поле, на-

правленное вверх, а ее долины (углубления) — поле, направленное вниз. Амплитуды обозначают соответствующие численные значения напряженности поля $\mathfrak{E}$ в вольтах на метр. Этот способ изображения не дает, однако, возможности судить о ходе и длине линий поля.

На рис. 303 буквой S отмечен участок колебательного контура, изображенного на рис. 285. В двух точках к нему присоединена длинная двойная линия, в конце которой включена лампочка накаливания. К этой лампе энергия подводится бегущей электрической волной.

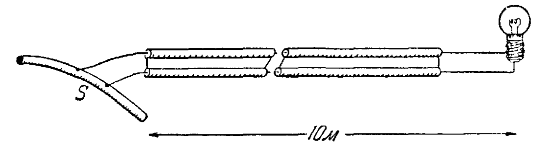


Рис. 303. Распространение бегущей электрической волны ($\lambda = 3$ *см*) по двум проводам, запрессованным в края ленты из синтетической пластмассы шириной в 10 *мм*. Электрическую волну, распространяющуюся по двум проводам, называют переменным током, если длина провода мала по сравнению с длиной волны.

Для всех бегущих волн частота ν, длина волны λ и скорость распространения u связаны соотношением

$$u = \nu \cdot \lambda. \qquad (152)$$

Частоту возбудителя лехеровской системы определить нетрудно. В принципе для этого достаточно воспользоваться формулой (138). Длину волны λ также можно определить, так как она равна удвоенному расстоянию между узлами. Подставляя полученные таким образом значения ν и λ в равенство (152), мы получаем для скорости значение $u = 3 \cdot 10^8$ *м/сек*, т. е. эта скорость оказывается равной скорости света.

Этот результат является поразительным: каждый участок Δl лехеровской системы, как и каждый участок телеграфной линии, имеет определенное омическое, индуктивное и емкостное сопротивление. Наличие этих сопротивлений обусловливает зависимость скорости распространения синусоидальных волн в телеграфных проводах от частоты; вследствие этого непериодические сигналы растягиваются в волновые цуги («Механика», § 126); групповая скорость их уже при частотах порядка нескольких сотен колебаний в секунду оказывается равной всего лишь $2 \cdot 10^8$ *м/сек*. Помимо этого, на своем пути группы волн испытывают затухание. Количественно все эти обстоятельства, имеющие исключительно важное техническое значение, учитываются так называемым *телеграфным уравнением*. Почему же все характеристики проводимости выпадают при высоких частотах лехеровской системы? Почему в предельном случае высоких частот мы получаем для скорости бегущих волн полное значение скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек*? Ответ: при высоких частотах влияние тока проводимости полностью отходит на задний план по сравнению с ролью тока смещения. В случае *высоких частот* в начале двойной линии, *кроме* электрического поля, существует и сильный *ток смещения*.

Магнитное поле этого тока индуцирует линии электрического поля *между* прилегающими участками проводов и т. д.

Таким образом, *при распространении волн существенный процесс разыгрывается не в самих проводах, а между ними, т. е. в воздухе, или, строже говоря, в вакууме. Именно поэтому для высоких частот скорость распространения волн не зависит от свойств материала проводов.*

§ 98. Ток смещения диполя. Излучение свободных электрических волн. Как мы видели в предыдущем параграфе, *в случае высоких частот на долю двойных проводов выпадает лишь второстепенная задача. Они препятствуют всестороннему распространению бегущих волн.* Они стягивают и удерживают электрические волны, подобно тому как в акустике переговорная труба ограничивает область звуковых волн. При такой подчиненной роли проводов мы можем совершенно отбросить их. Это нисколько не воспрепятствует *существенному* процессу — *индукционному действию тока смещения.* Так мы переходим к электрическим волнам, свободно распространяющимся в пространстве. Мы подходим, таким образом, к последнему и наиболее интересному вопросу: излучению свободных электрических волн.

Исходным экспериментальным пунктом при этом нам будет снова служить прямолинейный диполь. Напомним коротко о распределении в нем тока проводимости, имеющего пучность в середине диполя (рис. 293).

Этому распределению тока проводимости соответствует определенное распределение тока смещения. Линии электрического поля должны каким-то способом соединять по широкой дуге соответствующие точки обеих половин диполя. Рис. 304, относящийся к моменту максимального заряда обеих половин диполя, дает грубую схему линий поля диполя.

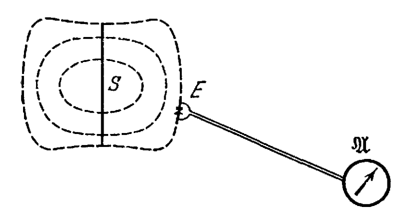


Рис. 304. Ток смещения диполя. Мгновенная картина распределения электрического поля.

Мы должны теперь изучить пространственное распределение этого тока смещения диполя S. Это можно сделать, пользуясь уже знакомым нам приемом. Поместим в точке наблюдения короткий отрезок проволоки E, который мы по-прежнему будем называть «приемником». В нем ток смещения в данном месте превращается в ток проводимости, представляющий собой переменный ток с частотой, равной частоте колебаний диполя. Небольшой выпрямитель (детектор), включенный в этот провод, превращает переменный ток в постоянный, легко поддающийся измерению с помощью гальванометра 𝔄 с вращающейся катушкой.

Чтобы избежать помех, нужно позаботиться о том, чтобы расстояния от стен комнаты, пола ее и т. п. были велики по сравнению с размерами диполя. Поэтому выбирают диполь длиной около 10 *см* и ограничиваются затухающими колебаниями, для получения которых в качестве выключателя используется искровой промежуток (ср. стр. 187). На рис. 305 показана удобная экспериментальная установка. Диполь *S* состоит из двух одинаковых толстых латунных стержней. Их плоские концы, покрытые листками магния, отстоят друг от друга на 0,1 *мм* и образуют искровой промежуток. Они соединены длинными мягкими двойными проводами (звонковый провод) с источником переменного тока (напряжение около 5000 *в*, небольшой трансформатор, питающийся переменным током с частотой 50 периодов в секунду). В точках *a* и *b* включены две небольшие дроссельные катушки (стр. 173), препятствующие прохождению высокочастотного переменного тока диполя в двойную линию. Искровой промежуток работает почти бесшумно. Слышно только легкое жужжание. Диполь укрепляется на деревянном стержне длиной приблизительно в 50 *см*. В дальнейшем он будет называться «передатчиком» или «излучателем». Во время работы его можно как угодно поворачивать, опрокидывать и переносить.

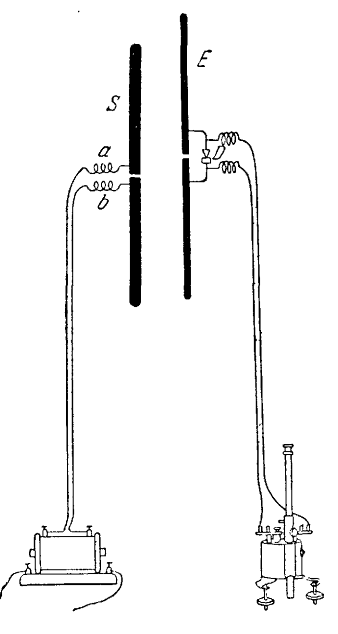


Рис. 305. Небольшой диполь в качестве передатчика.

Рис. 306. Небольшой диполь в качестве приемника. *D* — детектор, служащий выпрямителем.

Приспособление для обнаружения тока смещения остается таким же, как на рис. 300. Однако теперь приемник *E* имеет приблизительно такую же длину, как и передатчик. В силу этого такой приемник является несколько слишком грубым для исследования области в непосредственной близости к излучателю. Этот недостаток сравнительно длинного приемника искупается его большой чувствительностью.

Приемник сам представляет собой диполь. Он реагирует на переменное поле излучателя тем, что в нем возникают вынужденные колебания. Приблизительное равенство длин обоих диполей означает их согласованность или настройку в резонанс.

Приемник *E* (рис. 306), связанный с гальванометром тонкими мягкими проводами, столь же подвижен, как и излучатель. Это

дает возможность с большим удобством исследовать всю область тока смещения излучателя.

Будем изучать вначале *радиальную компоненту* электрического поля, или соответственно тока смещения, *вблизи излучателя*. Это значит, что мы ориентируем излучатель S и приемник E так, как это показано на рис. 307, и проводим наблюдения под различными азимутами φ. Вблизи приемника мы обнаруживаем под

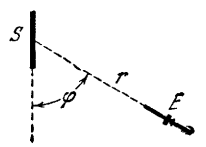


Рис. 307. Промер поля диполя. Радиальная компонента электрического поля вблизи диполя-излучателя.

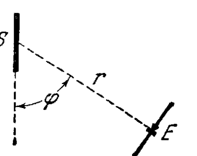


Рис. 308. Поперечная компонента поля диполя.

любым азимутом φ радиально направленный ток смещения. Однако сила этого тока быстро уменьшается по мере увеличения расстояния r. Уже на расстояниях, равных двойной или тройной длине диполя, эта компонента тока смещения практически исчезает.

Далее мы будем изучать — по-прежнему *вблизи излучателя* — *поперечную компоненту* тока смещения (рис. 308). Эта компонента с увеличением азимута φ быстро возрастает. Однако и для $\varphi=0$, т. е. в направлении оси излучающего диполя, она сохраняет еще вполне заметную величину. При $\varphi=90°$ ток смещения достигает своего наибольшего значения. Он направлен перпендикулярно к прямой r, соединяющей центры диполей S и E.

До сих пор излучатель и приемник всегда лежали в *одной* плоскости, именно в плоскости рис. 306—308. Теперь начнем медленно выводить из этой плоскости либо излучатель, либо приемник: ток смещения при этом уменьшается. Он исчезает, когда излучатель и приемник ориентированы взаимно перпендикулярно. Напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ является вектором. Проделанные нами опыты показывают, что этот вектор лежит в одной плоскости с осью диполя-излучателя.

Картина электрического поля *на больших расстояниях* от излучателя также оказывается очень простой. Ее можно графически изобразить так, как это показано на рис. 309. Направление стрелок указывает направление напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ в нескольких точках, находящихся на одном и том же расстоянии r от диполя. Число параллельных стрелок указывает значение напряженности электрического поля в вольтах на метр. В целом этот рисунок представляет собой, образно выражаясь, участок «мгновенной фотографии» поля излучателя.

Как же, однако, выглядит «мгновенная фотография» в целом? Дополнить ее нетрудно. Для этого нужно сопоставить два факта:

1. Изображенное на рисунке поле исходит от передатчика. Оно должно было пройти в пустоте[1]) путь r.

2. Поле периодически изменяется с частотой передатчика. Мгновенная картина, изображенная на рис. 309, через очень короткое время должна замениться такой же картиной, но с обратным направлением стрелок, т. е. с *обратным* направлением поля. Такие смены должны происходить постоянно.

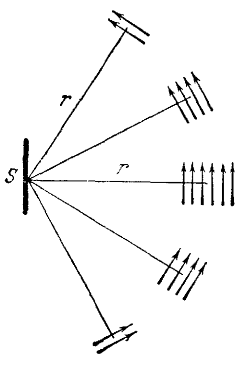


Рис. 309. Распределение поперечной компоненты поля диполя S в различных направлениях.

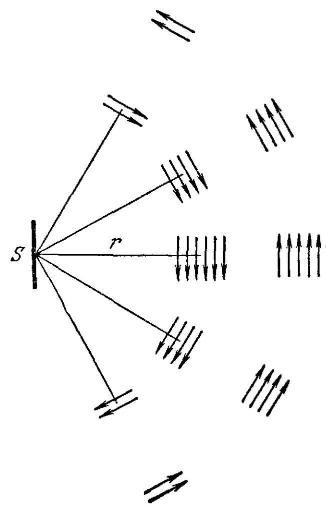


Рис. 310. Временно́е и пространственное изменение электрического поля диполя S.

Оба эти факта позволяют дополнить картину рис. 309 так, как это показано на рис. 310.

К этому теперь присоединяется третий фундаментальный факт. Линии электрического поля не могут начинаться или обрываться где-нибудь в пустом пространстве. Мы должны дополнить их так, чтобы они были замкнутыми кривыми. Это сделано на рис. 311. Таким образом, окончательно мы приходим к полной «мгновенной фотографии», изображенной на рис. 312. Она изображает электрическое поле диполя-излучателя S во всем пространстве за исключением ближайшей к диполю области. *Это и есть открытое Генрихом Герцем поле излучения диполя.* Здесь показана мгновенная картина излучения электрического поля в виде свободно распространяющейся в пространстве волны. Значение напряженности поля в какой-нибудь точке в вольтах на метр изображается

[1]) Подчеркнем еще раз, что наличие молекул воздуха не оказывает влияния на электрические процессы в пространстве.

плотностью линий поля в этой точке. Для сравнения полезно еще раз обратиться к мгновенной картине волны, распространяющейся вдоль проводов (рис. 302).

Рис. 312 дает нам, как уже упоминалось, мгновенную картину поля. Нужно представлять себе, что каждый радиальный участок этой картины распространяется от источника со скоростью света. Тогда мы и получим картину бегущей, распространяющейся волны.

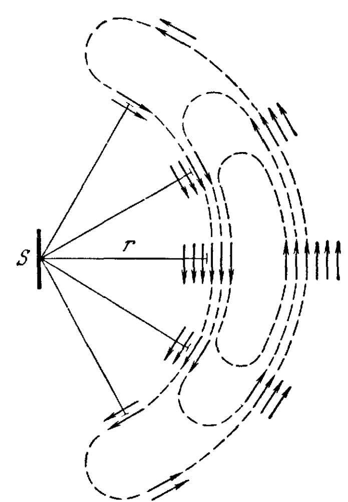


Рис. 311 Дополнение линий электрического поля диполя до замкнутых линий поля.

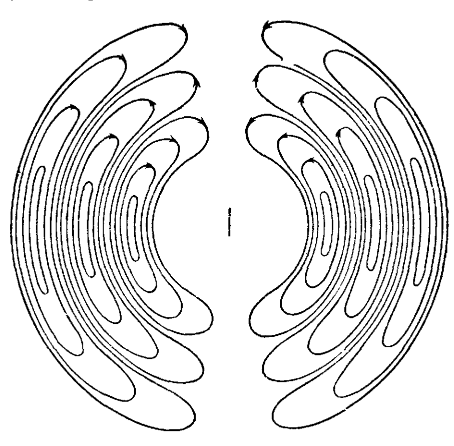


Рис. 312. Мгновенная картина распределения электрического поля диполя. Поле излучения диполя по Герцу. Если дополнить эту картину в пространстве с сохранением симметрии вращения, то она ясно указывает на то, что напряженность поля убывает как $1/r$. Представьте себе, например, начерченной экваториальную плоскость и разделите ее концентрическими окружностями на полосы шириной $\lambda/2$. Тогда поверхностная плотность числа линий в этих кольцах убывает как $1/r$ (r — радиус кольца).

Экспериментальное обнаружение бегущих волн всегда основывается на их превращении в стоячие волны. Напомним, например, о рис. 402 в «Механике». В соответствии с этим заставим волны излучателя Герца отразиться от перпендикулярно поставленной жестяной стенки и будем перемещать приемник между этим зеркалом и передатчиком. При этом мы будем измерять с помощью гальванометра относительные значения тока смещения. Результаты такого измерения изображены на рис. 313. Узлы стоячих волн отчетливо выявляются здесь в виде минимумов тока смещения. Расстояние между узлами оказывается равным 0,18 *м*. Отсюда следует, что в нашем примере длина стоячей, а стало быть, и первоначальной бегущей волны равна 0,36 *м*. Частота диполя равна

$$\frac{3\cdot 10^8 \, м/сек}{0{,}36 \, м} \approx 8\cdot 10^8 \, сек^{-1}.$$

В этом опыте есть одно обстоятельство, нарушающее его изящество. Стоячие волны хорошо выражены только вблизи зеркала. Дальше минимумы становятся все более и более плоскими. Причиной этого является сильное затухание колебаний передатчика. Каждый отдельный цуг волн, испускаемый одной искрой, очень короток, он соответствует кривой на рис. 264. На больших расстояниях высокие амплитуды отраженной волны, соответствующие началу цуга, накладываются на малые амплитуды прямой волны, соответствующей концу всего волнового цуга. В силу этого минимумы выявляются очень плохо.

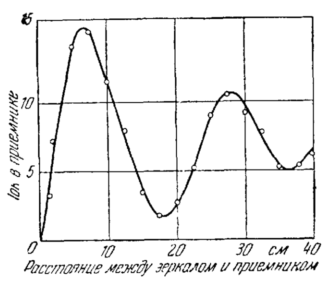
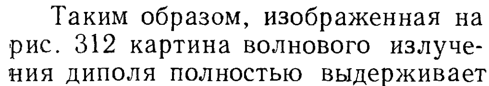
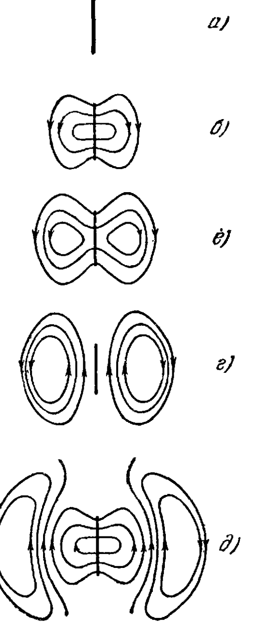


Рис. 313. Измерение длины волны диполя, изображенного на рис. 305.



Таким образом, изображенная на рис. 312 картина волнового излучения диполя полностью выдерживает экспериментальную проверку. Электрический диполь посылает в окружающее пространство свободные электрические волны,



а — До начала колебаний обе половины диполя незаряжены; между ними не проходят поэтому линии электрического поля.

б — Ток проводимости начал идти снизу вверх. Через четверть периода колебания он зарядил верхнюю половину диполя положительно, а нижнюю — отрицательно. Между половинами диполя проходят широко распространяющиеся линии поля.

в — Во время второй четверти колебания заряды обеих половин диполя уже снова убывают; на рисунке они уже уменьшились вдвое. Внешняя часть поля продвинулась дальше. Одновременно начинается своеобразное отшнуровывание линий поля.

г — К концу второй четверти колебания обе половины диполя снова незаряжены. Отшнуровывание линий поля закончено.

д — В третью четверть периода колебания ток, идущий сверху вниз, приводит к отрицательному заряду верхней половины диполя и положительному заряду нижней половины. К концу третьей четверти колебания картина сходна с картиной *б*, но стрелки имеют обратное направление.

Рис. 314. Пять мгновенных картин электрического поля вблизи диполя.

в которых колебания являются поперечными по отношению к направлению распространения.

Картину линий поля диполя нужно дополнить еще в двух отношениях. На рис. 312 не хватает картины поля в области, ближайшей к диполю. Оно изменяется там в зависимости от состояния заряда диполя в данный момент. Мы ограничимся по этому вопросу краткими пояснениями в подписи под рис. 314, *а—д*.

Далее нужно еще упомянуть о магнитном поле диполя.

Оно состоит из концентрических колец (рис. 315). Линии магнитного поля располагаются в плоскостях, перпендикулярных к оси диполя. Плотность и направление линий магнитного поля периодически изменяются. Магнитное

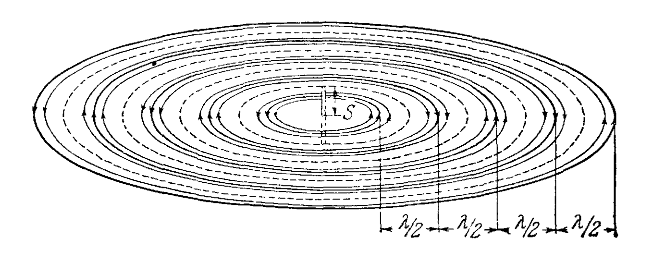


Рис. 315. Линии магнитного поля диполя S.

поле распространяется вместе с электрическим и на достаточно большом расстоянии от излучателя находится в одной фазе с ним.

Всякое изменение электрического поля как ток смещения создает линии магнитного поля. Все возникающие линии магнитного поля в силу своего индукционного действия создают замкнутые линии электрического поля. Этим внутренним сцеплением электрического и магнитного поля и обусловлено распространение всей электромагнитной волны.

§ 99. Скорость света. В механике мы могли вычислять скорость распространения упругих волн (скорость звука) в том или ином веществе, зная заранее измеренные значения *двух* величин, характеризующих свойства этого вещества, например значения его коэффициента растяжения α и плотности ϱ. Эти величины были связаны со скоростью звука соотношением (см. «Механика», § 120)

$$u = \frac{1}{\sqrt{\alpha\varrho}}. \qquad (153)$$

Аналогично мы можем вычислить и скорость света в вакууме, пользуясь заранее измеренными для вакуума значениями двух физических величин, например постоянной электростатической индукции ε_0 и постоянной электромагнитной индукции μ_0 (§ 65). Для этих величин имеем соотношение (формула (101) на стр. 144)

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}.$$

Познакомившись с электрическими волнами, мы можем понять и вывести это равенство.

Для этого мы будем исходить из двух основоположных опытов, именно из опытов Роуланда и явления индукции в движущихся проводниках (§ 54). При оценке этих опытов внимательному читателю должно было броситься в глаза следующее обстоятельство: мы говорили только об относительном движении системы координат наблюдателя и *носителя* того или иного поля (конденсатора, катушки поля или магнита), а не о движении самих полей друг относительно друга. Это ограничение было безусловно необходимо. В обоих опытах поля, исходящие из носителей, оставались неизменными во времени. В силу этого в этих полях не было никаких «меток», или «реперов», а без таких «реперов» нельзя измерять движение, т. е. вообще нельзя ничего определять. Проведем для пояснения аналогию: летчик, находящийся над зеркально гладкой неограниченной поверхностью океана, не мог бы заметить своего движения относительно нее, это удалось бы ему лишь в том случае, если бы он мог воспользоваться в качестве «репера» вершиной волны, т. е. с помощью изменяющегося во времени состояния водной поверхности.— Теперь свободные электрические волны дают нам такие недостававшие до сих пор «реперы» и для электрических и магнитных полей. Поэтому мы уже можем говорить о скорости u самих этих полей относительно нашей системы координат.

Для покоящегося наблюдателя пробегающее через него электрическое поле есть не что иное, как ток смещения. Последний создает в направлении, перпендикулярном к $\mathfrak{u}$ и $\mathfrak{E}$, магнитное поле с напряженностью (см. (80) стр. 128)

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{D} \times \mathfrak{u} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} \times u.$$

Для того же наблюдателя движущееся со скоростью $\mathfrak{u}$ магнитное поле создает электрическое поле, направленное перпендикулярно к $\mathfrak{u}$ и $\mathfrak{H}$ и имеющее напряженность (см. (83) стр. 129)

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{u} \times \mathfrak{B} = \mathfrak{u} \times \mu_0 \mathfrak{H}.$$

Сопоставление формул (80) и (83) приводит нас к соотношению

$$u = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \tag{154}$$

а подстановка измеренных значений ε_0 и μ_0 дает нам равенство $u = c$.

В настоящее время можно послать свободные электрические волны вокруг всей Земли. При этом они проходят по большой окружности земного шара, испытывая многократные отражения в верхних слоях атмосферы, которые ионизируются излучением внеземного происхождения и поэтому становятся электрически

проводящими (ср. «Оптика», § 143). Длина этого пути равна $4 \cdot 10^4$ *км*, и он проходится за время 0,13 *сек*. Таким образом, мы можем определить скорость распространения электрических волн из прямых измерений длины пути и времени, затрачиваемого на его прохождение.

§ 100. Волновое сопротивление. В «Механике» (§ 127) мы пользовались отношением

$$Z_{\text{мех}} = \frac{\text{амплитуда давления}}{\text{амплитуда скорости}} = \sqrt{\frac{\varrho}{\alpha}}, \tag{155}$$

которое мы назвали *акустическим сопротивлением*. Эта величина определяет отражение параллельного пучка звуковых волн, падающего по нормали к плоской поверхности раздела двух сред, от этой поверхности:

$$\frac{\text{мощность отраженного излучения}}{\text{мощность падающего излучения}} = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\right)^2. \tag{156}$$

Таким же образом в учении об электричестве для параллельного пучка плоских волн пользуются отношением

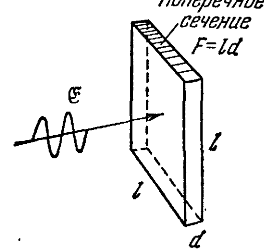


Рис. 316. К вычислению сопротивления U/I для квадратного листка в направлении, параллельном l.

$$Z_e = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\ \frac{в/м}{а/м} = 377\ ом, \tag{157}$$

которое называется *волновым сопротивлением вакуума*.

На рис. 316 плоская волна падает по нормали на плохо проводящую стенку. Мы можем представлять ее себе как тонкий листок толщины d из материала с удельной электропроводностью $\varkappa$ (§ 135). Квадратный участок такого листка изображен на рис. 316. Его омическое сопротивление в направлении $\mathfrak{E}$ есть

$$\frac{U}{I} = \frac{1}{\varkappa} \cdot \frac{l}{F} = \frac{1}{\varkappa d}. \tag{158}$$

Существуют технические материалы, квадратные куски которых при любой длине стороны квадрата имеют сопротивление $\frac{U}{I} = \frac{1}{\varkappa d} = 377$ *ом*. Такие листки не отражают падающие на них плоские электрические волны.

В случае *направленных* электрических волн величина волнового сопротивления зависит от формы электрического поля. Для лехеровской системы, например, эта форма определяется диаметром проводов $2r$ и расстоянием меж-

ду ними a. Волновое сопротивление этой системы определяется по формуле

$$\frac{U}{I} = 120 \ln \left(\frac{a}{2r} + \sqrt{\left(\frac{a}{2r} \right)^2 - 1} \right) \text{ ом}. \qquad (159)$$

Численный пример. Для $\frac{a}{2r} = 8$ эта величина $\frac{U}{I} = 250$ *ом*.

§ 101. Тождественность электрических и световых волн. Излучатель Герца (рис. 305) обладает идеальной простотой и обозримостью. С его помощью легко продемонстрировать одинаковое поведение электрических и оптических волн. Мы наблюдали уже отражение, интерференцию и линейную поляризацию. Электрический вектор волны колеблется всегда в плоскости, проходящей через ось излучателя. Линейный приемник, расположенный перпендикулярно к этой плоскости (рис. 306) не воспринимает никакого сигнала.

Герц указал на еще один производящий очень сильное впечатление опыт для обнаружения поляризации волн диполя, именно на так называемый опыт с решеткой. Установим передатчик и приемник параллельно друг другу и поместим между ними решетку из проволок, отстоящих одна от другой примерно на 1 *см*. Если эта решетка повернута так, что проволоки перпендикулярны к направлению поля и осей диполей, то волны едва заметно ослабляются ею. Если же повернуть решетку на 90°, то она ведет себя как почти непрозрачная для волн преграда. Проволоки, параллельные направлению поля, действуют как непрозрачная металлическая стенка. Такой же опыт можно произвести и световыми волнами. Нужно только использовать длинные невидимые инфракрасные волны ($\lambda = 100$ *мк*). Для волн видимого света с меньшей длиной волны ($\lambda = 0{,}5$ *мк*) уже не удается изготовить достаточно частую сетку.

Для обнаружения преломления достаточно взять в качестве «цилиндрической линзы», большую бутылку, наполненную какой-нибудь изолирующей жидкостью, например ксилолом. Эту бутылку устанавливают параллельно оси приемника. Пользуясь достаточно большими призмами, уже Герц в своих классических опытах определил для ряда веществ значение показателя преломления n. При этом оказалось, что значение n равно квадратному корню из значения диэлектрической постоянной ε для исследуемого вещества. Это соотношение $n = \sqrt{\varepsilon}$ было уже ранее предсказано Максвеллом на основе его уравнений. Оно играет важную роль в теории дисперсии («Оптика», § 133).

Соотношение Максвелла $n = \sqrt{\varepsilon}$ вытекает из формулы (154). В веществе с диэлектрической постоянной ε и проницаемостью μ в это уравнение вместо ε и μ входят произведения $\varepsilon \cdot \varepsilon_0$ и $\mu \cdot \mu_0$. Таким образом,

$$\text{показатель преломления } n = \frac{u_{\text{вак}}}{u_{\text{вещ}}} = \frac{(\varepsilon_0 \cdot \mu_0)^{-1/2}}{(\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu \cdot \mu_0)^{-1/2}} = \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (160)$$

Проницаемость всех веществ, кроме ферромагнитных, практически равна 1, и следовательно, для них $n = \sqrt{\varepsilon}$.

§ 102. Техническое значение электрических волн. Со времени своего возникновения (первая половина XIX века) техника электрических средств связи в течение десятилетий пользовалась в качестве «носителя» сигналов постоянным током. Последний модулировался каким-нибудь выключателем, например телеграфным ключом или с помощью микрофона. По проводам проходили прямоугольные импульсы или переменные токи с частотой, соответствующей частоте колебаний человеческого голоса.

С 1896 г. (Г. Маркони [1])) в качестве носителя сигналов связи во все возрастающем масштабе применяются модулированные электрические волны. Вначале применялись преимущественно волны, свободно распространяющиеся во все стороны, в дальнейшем — либо направленные пучки, сформированные при помощи оптических вспомогательных средств, например вогнутых зеркал (прожекторов), либо волны, направляемые вдоль проводов (дальнейшее развитие лехеровской системы). При этом переходили к все более и более коротким волнам. Электрические волны дециметрового и сантиметрового диапазонов играют в современной технике очень важную роль. С их помощью решаются удивительные задачи. Для этого техника должна была разработать генераторы незатухающих электрических волн с длинами порядка нескольких сантиметров и создать новые вспомогательные средства для их передачи и количественного овладения ими. Этими вспомогательными средствами оснащены также физические исследовательские и учебные лаборатории. Поэтому в двух следующих параграфах нам придется привести некоторые основные сведения о них.

§ 103. Получение незатухающих волн сантиметрового диапазона. Демонстрационные опыты, относящиеся к волновой оптике. При получении незатухающих колебаний с помощью обычных электронных ламп электронный ток идет от катода лампы к ее аноду. Плотность частиц в этом токе периодически изменяется управляющим напряжением между сеткой и катодом. При частотах примерно до 10^8 *сек*$^{-1}$ время пробега электронов от катода к аноду не играет никакой роли, но при более высоких частотах оно препятствует применению обычных электронных ламп для самовозбуждения с помощью обратной связи. Существуют специальные лампы с очень малой длиной пути электронов (десятые доли

---

[1]) Вряд ли нужно разъяснять советскому читателю, что действительным изобретателем средств радиосвязи является не Маркони, а наш соотечественник Н. С. Попов. Тот факт, что автор этой книги (Р Поль), прекрасно знакомый с историей науки, пытается приписать приоритет этого выдающегося изобретения Маркони, конечно, может быть объяснен только обстоятельствами, выходящими за пределы научной объективности. Этими же соображениями обусловлен и тот факт, что автор не упоминает о замечательных опытах П. Н. Лебедева, давших экспериментальное обоснование теории Максвелла.— *Прим. перев.*

миллиметра), но и для них нижний предел длин волн лежит около 10 *см*.

При этом была сделана попытка использовать самую конечность времени пробега электронов, прежде являвшуюся помехой, для получения электронных токов с периодически изменяющейся плотностью числа электронов. Этот процесс и два его применения иллюстрируются в общих чертах рис. 317, *A—D*.

На рис. 317, *A* нужно представлять себе, что из боковой стенки камеры *K* выбрасываются маленькие шарики в статистически неупорядоченной последовательности, но с одинаковой скоростью. Мгновенный снимок дает нам при этом картину луча *S* с равномерной плотностью числа электронов.

На рис. 317, *B* мы представим себе дополнительно, что сама камера движется с большой частотой взад и вперед в направлении, указанном двойной стрелкой. Скорость шариков при этом периодически изменяется. Говорят, что их *скорость «модулируется»*, то же происходит и в периодической последовательности *плотности числа электронов* в луче.

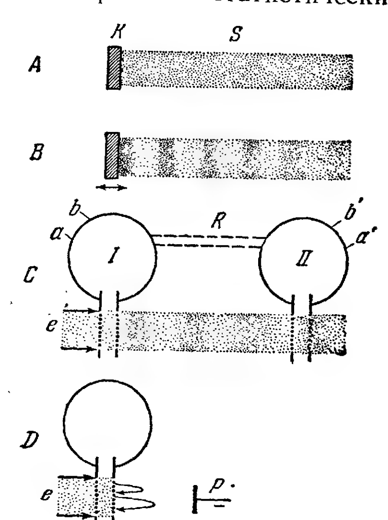


Рис 317. К получению и применению электронных лучей с периодически меняющейся плотностью числа частиц.

На рис. 317, *C* мы представим себе, что камера заменена конденсатором колебательного контура *I* и что пластинки конденсатора представляют собой сетки. Слева в этот конденсатор поступает пучок или луч электронов *e* с одинаковой скоростью. Пусть в контуре имеется переменное поле высокой частоты ($\sim 10^9$ *сек*$^{-1}$), которое может быть возбуждено, например, генератором, соединенным с ним проводами *ba*. Переменное поле модулирует скорости электронов. Электронный луч попадает в конденсатор второго колебательного контура *II* и, так как плотность числа электронов в этом луче периодически изменяется, то он возбуждает в контуре *II* колебания соответствующей частоты. Это устройство может применяться в качестве *усилителя*. Можно, например, отводить усиленные колебания с помощью проводов *b'a'* (ср. рис. 303).

Представим себе теперь, что мы добавили к этой схеме двойной провод *R*, отмеченный на рисунке пунктиром. Он служит для установления обратной связи. Теперь оба контура совместно могут

функционировать как *генератор*. Его колебания могут возникать в результате какого-нибудь случайного возмущения в одном из контуров.

На рис. 317, *D* функции обоих контуров *I* и *II* переданы одному контуру. Поступающие слева электроны модулируются по скорости, как только какое-нибудь случайное возмущение возбудит в контуре слабые колебания. Вправо, к пластинке *P*, направлен промодулированный электронный луч. Эта пластинка заряжена отрицательно и отклоняет пучок электронов

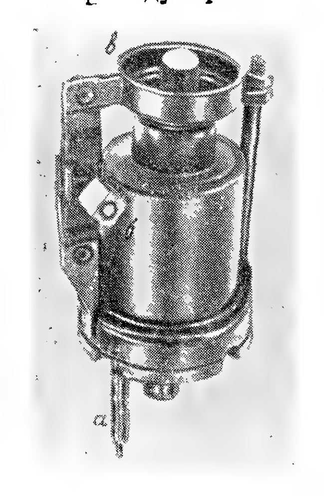


Рис. 318. Генератор электрических волн длиной около 3 *см*, называемый «отражательным клистроном» (примерно 2/3 натуральной величины). Расположение частей внутри него повернуто по сравнению с рис. 317 на 90°, т. е. пластины конденсатора с отверстиями расположены горизонтально. Расстояние между ними можно изменять с помощью установочного винта *б*.

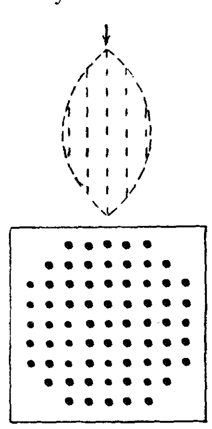


Рис. 319. Наверху — разрез линзы для электрических волн. Рассеивающими «атомами» служат чертежные гвоздики, вбитые в прозрачную для волн пластмассовую пластинку. Внизу — вид сверху на среднюю пластинку. Ср. «Оптика», рис. 387—389.

обратно, т. е. налево. Пучок снова проходит через конденсатор, и так как плотность числа электронов в нем периодически меняется, то он усиливает колебания в контуре. Таким образом, эта установка также может работать как *генератор*.

На рис. 318 показан построенный по этому принципу генератор электрических волн с длиной около 3 *см*. Здесь *a* есть концентрический двойной провод для отвода переменного тока высокой частоты ($\nu = 10^{10}$/*сек*), например, к антенне передатчика. С помощью такого передатчика можно воспроизвести все основные явления распространения волн, хотя и с несколько большими затратами, но не менее удобно, чем с короткими звуковыми волнами (см. «Механика», §§ 121—123). Мы дополним приведенные в «Механике» примеры демонстрацией линзы (рис. 319). Образно выражаясь,

эта линза изготовлена из правильного кристалла. Роль ее «атомов» играют гвоздики, расположенные в кубической сетке. Подробнее см. в подписи к рисунку.

§ 104. Полые проводники (волноводы) для электрических волн. В лехеровской системе расстояние между проводниками было *мало* по сравнению с длиной волны. В этом лехеровская система сходна с часто применявшейся прежде в домах и на кораблях *переговорной трубкой*.

Лехеровскую систему можно видоизменить: один из проводников может иметь вид трубки, концентрически окружающей другой проводник. При этом, однако, необходимость разделения обоих проводников изолирующими опорами создает помехи и потери. Поэтому техника вернулась к полым проводникам (волноводам), указанным лордом Рэлеем еще в 1897 г.[1]).

Волновод получается из концентрической лехеровской системы, если в ней упразднить осевой проводник. При этом остается только трубка. На практике обычно этой трубке придают прямоугольное поперечное сечение. Волновод имеет существенно иные свойства, чем переговорная трубка и ее электрическая аналогия— лехеровская система. Через волновод могут проходить только те волны, половина длины которых *меньше*, чем наибольший размер волновода. При этом фазовая скорость v и длина волны λ^* в волноводе больше, чем в свободном пространстве. Групповая скорость u, с которой распространяется по оси волновода сигнал, равна групповой скорости c в свободном пространстве [2]) и связана с фазовой скоростью v в волноводе соотношением

$$u \cdot v = c^2. \qquad (161)$$

Эти свойства волноводов, кажущиеся на первый взгляд странными, имеют только одну причину: там, где линии электрического поля попадают на металл, напряженность этого поля должна быть равна нулю. Поясним это несколько подробнее.

Для начала на рис. 320 изображен известный из «Механики» процесс интерференции двух прямолинейных цугов волн. Слева процесс изображен схематически, справа дан «мгновенный снимок»

---

[1]) Концентрические системы Лехера имеют тот недостаток, что они часто действуют *дополнительно* как волноводы. Этому можно воспрепятствовать только путем уменьшения поперечного сечения трубки. Однако, не говоря уже о технических трудностях (центрирование внутреннего проводника, обеспечение достаточной пробойной прочности), такое уменьшение приводит к недопустимому возрастанию затухания. Последнее увеличивается при увеличении отношения длины периметра поперечного сечения трубки к его площади.

[2]) В свободном пространстве без дисперсии она тождественна с фазовой скоростью.

опыта с волнами на поверхности воды. Направления распространения обоих цугов волн *1* и *2* образуют друг с другом угол 2β. Оба волновых цуга складываются в один результирующий, который имеет длину волны $\lambda^* = \frac{\lambda}{\cos\beta}$ и распространяется в направлении Z с фазовой скоростью $v = \frac{c}{\cos\beta}$. Вершины этих волн, например BB', и их углубления, например TT', *промодулированы* в направлении Y, т. е. в направлении, *перпендикулярном* к направлению

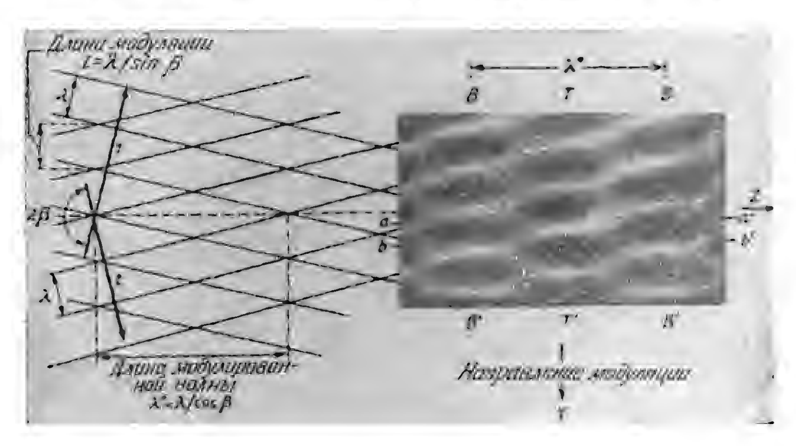


Рис. 320. На рисунок следует смотреть одним глазом! Интерференция двух прямолинейных волновых цугов создает в направлении Z бегущую волну, вершины и долины которой в направлении Y промодулированы с длиной модуляции l (справа — мгновенная фотография с экспозицией в $1/250$ *сек*). С возрастанием угла β возрастает фазовая скорость v в направлении Z. Это очень хорошо можно показать в демонстрационном опыте. В предельном случае $\beta = 90°$ имеем $v = \infty$. Возникают *стоячие* волны. Их интерференционные минимумы, отстоящие друг от друга на $\frac{l}{2} = \frac{\lambda}{2}$, называются *узлами*.

распространения волны[1]). Возвышения разделены углублениями, долины — возвышениями, которые отстоят друг от друга на расстоянии $l = \frac{\lambda}{\sin\beta}$, называемом *длиной модуляции*. Половина этой длины модуляции равна расстоянию между двумя смежными *интерференционными минимумами*, т. е. прямыми, на которых амплитуда постоянно равна нулю (например, прямыми, соединяющими точки aa', bb' и т. д.).

Процесс распространения волн, схематически показанный на рис. 320, можно легко наблюдать экспериментально. Это показано на рис. 321. Пространство, в котором могут распространяться вол-

---

[1]) В технике связи важную роль играет также амплитудная модуляция волн *в направлении* их распространения.

ны, ограничено здесь двумя полностью отражающими стенками, которые на рисунке отмечены штриховкой. Пусть при этом расстояние между этими стенками представляет собой целочисленное кратное n половины длины модуляции, т. е. величины $\frac{l}{2}$. Слева в это пространство входит только *один* волновой цуг, который распространяется по зигзагообразному пути между стенками со скоростью c[1]). В силу зигзагообразности пути сигнал может распространяться в направлении Z только с меньшей групповой скоростью $u = c \cos \beta$. Отсюда следует, что фазовая скорость волны λ^* есть $v = c/\cos \beta$ и $uv = c^2$. Таковы результаты, к которым приводят нас механические волны. Их применение к электрическим волнам в волноводах мы поясним только на одном примере.

Рис 321 Получение волны, распространяющейся в направлении Z и промодулированной в направлении. *перпендикулярном* к направлению распространения Используется многократное отражение плоской волны от двух полностью отражающих стенок, установленных в интерференционных минимумах. Угол β имеет то же значение, что на рис 320 Энергия распространяется по зигзагообразному пути с групповой скоростью c, а по оси трубки с групповой скоростью $u = c.\cos \beta$. Рисунок одновременно поясняет распределение энергии во всяком интерференционном поле: образно говоря, интерференционные минимумы действуют как совершенные зеркала.

На рис. 322 мы видим сначала вместо прямоугольного волновода ограниченную двумя металлическими полосами часть поля плоской линейно поляризованной электрической волны, распространяющейся в направлении Z. Электрический вектор ее имеет направление X. Если отвлечься от не имеющих существенного значения влияний краев, то амплитуды волны не зависят от направления Y. Можно поэтому вдоль всей оси Y изображать их стрелками одинаковой длины, как это показано в двух местах.

Рис. 322 Перспективная схема части плоской волны с колебаниями, параллельными оси X, ограниченной двумя проводящими плоскостями (листками жести) Прямые линии поля подходят к этим листкам перпендикулярно и заканчиваются на них. Амплитуда напряженности поля $\mathfrak{E}$ не зависит от координаты Y

Иначе обстоит дело в опыте, представленном на рис. 323 и 324. Здесь обе эти полоски дополнены сверху и снизу двумя другими полосками, так что образуется *трубка* прямоугольного сечения. Теперь равномерное распределение поля в направлении Y уже

---

[1]) См. примечание на стр. 233.

невозможно: вверху и внизу, там, где линии поля касаются металла, электрическое поле должно быть равно нулю, что соответствует полному отражению.

Это достигается *модуляцией* амплитуды волны в направлении Y. На рис. 323 мы выбрали длину модуляции $l=\frac{2B}{3}$, что соответствует в нашем примере значению $\beta=54°$. Для волн на воде

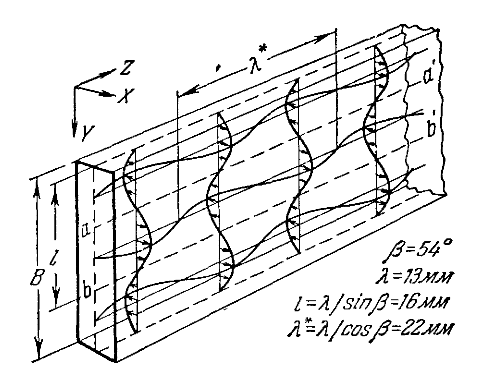


Рис. 323. Та же картина, что выше, но возникающая после того, как две жестяные полоски были с помощью двух других полосок превращены в *трубку*, т. е. образовали рэлеевский волновод. Волны должны быть промодулированы в направлении Y, т. е. в направлении *перпендикулярном* к направлению распространения, для того чтобы напряженность электрического поля обратилась в нуль во всех тех точках, где линии поля встречаются с металлическими стенками.

рис. 324 соответствует рис. 323. Через волновод волны могут пройти, следовательно, лишь в том случае, если внутри волновода

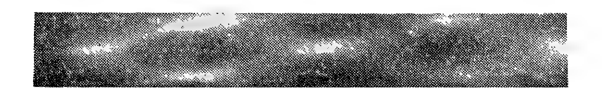


Рис. 324. То же распределение поля, что на рис. 323, сделанное наглядным на вырезке из фотографии волн на воде. Седлообразным впадинам волны соответствуют области, в которых напряженность поля имеет направление положительной оси X, а выпуклостям — области с направлением напряженности по отрицательной оси X.

может произойти их модуляция с длиной $l=\frac{2B}{n}$ (n — целое число). Поэтому $\lambda=2B$ есть наибольшая длина волны, которая еще может пройти по волноводу. Для волн большей длины не может быть выполнено решающее требование, заключающееся в том, что напряженность электрического поля должна обра-

щаться в нуль во всех точках, где линии электрического поля касаются проводящих стенок.

Разработка по возможности свободных от потерь проводников для волн с длиной в несколько сантиметров еще не закончена. Вместо трубок прямоугольного или круглого сечения можно употреблять в качестве проводников для этих волн и различные другие устройства. В качестве примеров укажем проволоку, навитую в форме винтовой спирали, или отдельную проволоку, покрытую оболочкой из диэлектрика. В лабораториях и для демонстрационных опытов может даже применяться с этой целью резиновый шланг (газовый шланг для горелок Бунзена!).

При исследованиях электрических волн сантиметрового и дециметрового диапазона волноводы играют такую же роль, какую металлические провода играют в обычной измерительной технике. По этому вопросу существует обширная литература со своей терминологией. При возникновении волн в трубках решающее значение имеет *отражение* от стенок трубки. Из оптики известно, что при отражении нужно учитывать ориентацию электрического вектора $\mathfrak{E}$ и магнитного вектора $\mathfrak{H}$ относительно плоскости падения («Оптика», § 102). Если вектор $\mathfrak{E}$ перпендикулярен к плоскости падения[1]) («трансверсален»), то вектор $\mathfrak{H}$ имеет компоненту, направленную параллельно оси трубки. Если перпендикулярен к плоскости падения («трансверсален») вектор $\mathfrak{H}$, то вектор $\mathfrak{E}$ имеет компоненту, параллельную оси трубки. В первом случае в технике говорят о волнах типа TE или волнах типа M, во втором — о волнах типа TM или типа E. Часто эти обозначения снабжают также индексами, указывающими сколько раз укладывается длина модуляции на длинной или короткой стороне прямоугольного сечения волновода.

Для измерительных целей в стенке волноводов делают узкую продольную *щель*. При этом можно перемещать вдоль оси трубки небольшой приемник (см. рис. 301) и измерять с его помощью длину волны, создавая в трубке путем отражения от заднего конца трубки стоячие волны. Так, например, измеряется на рис. 323 длина волны λ^*, которой соответствует большая фазовая скорость $v=\dfrac{c}{\cos\beta}$.

§ 105. Чувствительность приемника волн, как и всякого другого физического прибора, имеет принципиальную границу. Независимо от всех конструктивных особенностей прибора эта граница определяется только статистическими флуктуациями молекулярного теплового движения. Воспринимаемая за время измерения t энергия должна быть не меньше, чем больцмановское значение энергии kT (при комнатной температуре округленно $4\cdot10^{-21}$ *вт·сек*. Отсюда для минимального значения мощности получаем:

$$\dot{W}=\frac{kT}{t} \qquad (162)$$

(k — постоянная Больцмана $=1{,}38\cdot10^{-23}$ *вт·сек/град*, T — абсолютная температура).

[1]) Плоскость бумаги на рис. 321, плоскость YZ на рис. 323.

Для апериодического гальванометра, например, время t — это *время установки* прибора [1]). Для радиоприемников — это *время установления колебаний* в контуре (τ). Последнее определяется затуханием контура и потому областью частот, воспринимаемых приемником, т. е. шириной его полосы пропускания $\Delta\nu_E$[2]), или, в оптической терминологии, полушириной линии его поглощения H (рис. 272,*в*). Так как $\tau \approx 1/H \approx 1/\Delta\nu_E$ (ср. стр. 197), то наименьшая мощность излучения, которую можно обнаружить, равна

$$\dot{W} \approx k \cdot T \Delta\nu_E. \tag{163}$$

Ширину полосы пропускания приемника $\Delta\nu_E$ можно ограничивать лишь в известных пределах; она должна быть согласована с модуляцией передатчика. Без модуляции передатчик излучает только частоту своей несущей волны («монохроматическое» излучение); модуляция расширяет область частот излучения на величину $\Delta\nu_S$. Для того чтобы приемник мог воспринять *всю* эту область, ширина его полосы пропускания $\Delta\nu_E$ должна быть не меньше, чем полоса излучения передатчика $\Delta\nu_S$. Если сделать ее больше, то приемник будет реагировать и на мешающие излучения других частот. Поэтому делают $\Delta\nu_E = \Delta\nu_S$, т. е. придают полосе абсорбции приемника по возможности такой же вид, какой имеет полоса испускания модулированного передатчика.

Это положение можно охарактеризовать и иным образом. Модуляция передатчика разлагает неограниченный цуг несущей волны на волновые цуги конечной длины. Число содержащихся в каждом таком цуге отдельных волн (вершин и углублений) в среднем равно $\nu/\Delta\nu = \lambda/\Delta\lambda$ (ср. «Оптика», § 65, третий абзац с конца). Излучение используется лучше всего в том случае, когда время установления колебаний в передатчике равно времени прохождения цуга волн через приемник, состоящего из $\nu/\Delta\nu$ отдельных волн.

Хорошая передача речи должна предусматривать частичные колебания с частотами примерно до 5000 $сек^{-1}$, т. е. необходимая частота модуляции $\Delta\nu = 5000$ $сек^{-1}$. В этом случае равенство (163) дает для минимальной обнаружимой мощности значение $\dot{W} = 2 \cdot 10^{-17}$ *вт*.

Технический интерес представляет не минимальная обнаружимая мощность, а минимальная обнаружимая *напряженность электрического поля* $\mathfrak{E}$.

---

[1]) В «Механике» (§ 165) мы получили для наименьшей измеримой силы тока выражение

$$I_{\text{мин}} \approx \sqrt{\frac{4kT_{\text{абс}}}{tR}}.$$

Здесь R — сопротивление гальванометра, t — время его установки, величина $I^2_{\text{мин}} R \approx \frac{4kT_{\text{абс}}}{t}$ — поглощаемая им мощность. Вывод этого соотношения был связан с учетом броуновского движения подвешенной в воздухе вращающейся катушки гальванометра. Можно, однако, вести рассуждения и совершенно иным способом: рассматривать тепловое движение как причину электроразделительной силы, создающей статистически колеблющееся напряжение между концами катушки. Основная идея всегда остается одной и той же: для приведения в действие физического прибора или измерительного инструмента требуется мощность, которая за время, которым мы располагаем, дает энергию, приблизительно равную kT.

[2]) Эта величина определяется с помощью двух тесно связанных колебательных контуров. Охватываемая ими область частот, т. е. *ширина полосы* $\Delta\nu$, равна приближенно $2H$, где H есть полуширина полосы, знакомая нам по рис. 272,*г*.

Последняя — опять-таки независимо от всех конструктивных особенностей — должна быть не меньше, чем напряженность поля всегда наличествующего *теплового* излучения. Для последнего имеем:

$$(\mathfrak{E}\lambda)^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{8\pi kT\Delta\nu}{\varepsilon_0 c} \tag{164}$$

(ε_0 — постоянная электростатической индукции, c — скорость света).

Этим выражением определяется для каждой длины волны λ минимальная обнаружимая напряженность поля $\mathfrak{E}$. Для комнатной температуры и $\Delta\nu = 5000$ *сек*$^{-1}$ величина $\mathfrak{E}\lambda = 2{,}54 \cdot 10^{-7}$*в*. К сожалению, в области длин волн около 10 *м* начинает сказываться очень сильно мешающее излучение, исходящее из Млечного Пути.

Вывод формулы (164): умножая выражение закона излучения Планка («Оптика», § 220) на $4\pi/c$, мы получаем выражение для объемной плотности энергии теплового излучения. Действует только составляющая соответствующей напряженности поля, направленная вдоль длины антенны. Это дает в выражении для воспринимаемой энергии коэффициент $\frac{1}{3}$. Минимальная исходящая от передатчика энергия должна быть не меньше этой энергии теплового происхождения; в среднем

$$\frac{\varepsilon_0}{2}\mathfrak{E}^2 + \frac{\mu_0}{2}\mathfrak{H}^2 = \varepsilon_0\mathfrak{E}^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{8\pi h \cdot \nu^3 \Delta\nu}{c^3\,(e^{h\nu/kT} - 1)} \,. \tag{165}$$

При несущих частотах, применяемых в радиосвязи, $h\nu \ll kT$, и выражение в скобках в знаменателе правой части этой формулы равно $h\nu/kT$. При этом упрощении мы и получаем из выражения (165) формулу (164).

§ 106. Историческое замечание. Мы закончим главу об электрических волнах небольшим замечанием исторического характера. На рис. 325 изображен опыт, произведенный Алоизиусом Гальвани в 1791 г. Мы видим здесь слева и справа две проволоки, каждая из которых разорвана посередине. Справа в этом месте разрыва создается с помощью какой-нибудь электрической машины искра, слева место разрыва перекрыто нервами лягушачьей лапки. При каждом проскакивании искры лапка лягушки заметно вздрагивает. Это несомненно основной эксперимент беспроволочной телеграфии, передача механических знаков при помощи электрических волн. Все для этого было налицо.

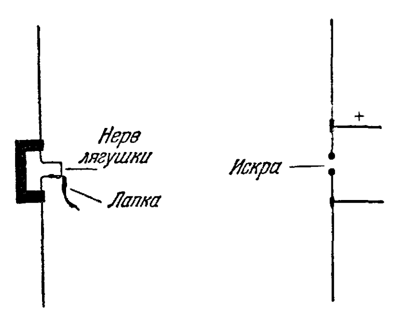


Рис 325. Опыт Гальвани. В отличие от оригинального рисунка Гальвани проволоки здесь отогнуты и показаны прямыми.

Гальвани сам обнаруживал с помощью этого прибора возмущения электрического состояния атмосферы. Он провел свою антенну с крыши дома к колодцу, и при каждом отдаленном ударе молнии наблюдал сокращение лягушачьей лапки. Конечно,

лапка лягушки и современный радиоприемник внешне мало похожи друг на друга. Но здесь, в антенне, они действуют одинаково. С физической точки зрения значение имеет только существо дела, а не меняющиеся внешние формы конструкции. По сути дела изобретение электрического телеграфа началось с беспроволочной формы его. Однако историческое развитие пошло совершенно иным путем. Опыты Гальвани сначала привели к открытию химических источников тока, имевшему для физики еще большее значение. (А. Вольта, 1800 г) С изобретением гальванических элементов начинается героическое столетие в исследовании электрических явлений. Сначала уясняется понятие об электрическом токе (тепловое действие, электролиз). За этим следуют исключительно важные события: с помощью элементов Г. Х. Эрстед открывает в 1820 г. связь магнитного поля с электрическим током, Михаил Фарадей открывает в 1832 г. закон индукции и Гесрг Симон Ом создает основы современной измерительной техники (1826, 1827 гг.).

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ВЕЩЕСТВО В ПОЛЯХ И МЕХАНИЗМ ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ

В главах этой, второй, части вопрос рассматривается лишь в той мере, в какой это можно сделать, не входя в детали, касающиеся строения твердого тела. Недостающее в этих главах можно найти в четвертой части книги.

XIII. ВЕЩЕСТВО В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 107. Введение. Диэлектрическая постоянная ε. До сих пор наше изложение касалось электрического поля в вакууме. Наличие молекул воздуха не имело значения. Их влияние проявлялось лишь в появлении шести единиц в четвертом десятичном знаке. Иначе обстоит дело в случае изолирующих веществ с плотной упаковкой молекул, т. е. в случае жидкостей и твердых тел. Помещенные в качестве диэлектрика между пластинами конденсатора (рис. 326а) эти вещества увеличивают его емкость. Это привело нас прежде к такому определению диэлектрической постоянной:

$$\varepsilon = \frac{\text{емкость конденсатора, заполненного данным веществом}}{\text{емкость конденсатора без вещества}}. \quad (13)$$

Рис. 326а. Измерение диэлектрической постоянной ε.

При заданном напряжении заряд конденсатора q пропорционален его емкости. Для плоского пластинчатого конденсатора отношение заряда q к площади пластин F дает плотность смещения, т. е. $\mathfrak{D} = \frac{q}{F}$. Исходя из плотности смещения, мы можем, следовательно, определить диэлектрическую постоянную так:

$$\varepsilon = \frac{\text{плотность смещения с веществом}}{\text{плотность смещения без вещества}} = \frac{\mathfrak{D}_m}{\mathfrak{D}}. \quad (166)$$

§ 108. Измерение диэлектрической постоянной ε. Для измерения диэлектрической постоянной было разработано много методов. Большей частью пользуются не *одним* импульсом тока при разрядке или зарядке конденсатора, а периодической серией таких

импульсов. Их осуществляют с помощью переменных токов. Кроме того, чувствительность повышают, пользуясь схемами дифференциальных или «нулевых» методов, например той или иной «мостиковой схемой» (рис. 326б).

Для плохо изолирующих веществ требуются специальные установки. В качестве примера укажем на метод Друде: лехеровскую систему (§ 96) погружают в измеряемую жидкость и измеряют сокращение длины волны по сравнению с длиной волны в воздухе. Результаты измерений для некоторых технических материалов приведены в таблице 1.

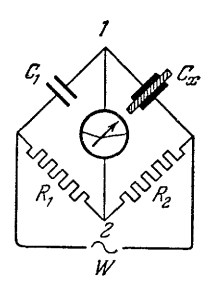


Рис. 326б. Мостиковая схема для сравнения двух емкостей Измерительный прибор не дает отклонения, если напряжение между точками 1 и 2 равно нулю Это дает возможность применять в качестве измерительного прибора статический вольтметр или осциллографическую трубку.

Таблица 1

Диэлектрические постоянные технических материалов

Материал	ε
Жидкий воздух	1,5
Керосин	2
Янтарь	2,8
Пертинакс	4
Фарфор	4—6
Стекло	6—8

§ 109. Три величины производные от диэлектрической постоянной ε. Исходя из, вообще говоря, легко измеряемой диэлектрической постоянной ε, определяют три величины, одинаково важные для физики и химии. Это

1. *Электризация*

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D}_m - \mathfrak{D}. \tag{167}$$

Электризация — это добавочная плотность смещения, обусловленная наличием данного вещества. В качестве ее единицы мы будем применять 1*а·сек/м*². Равноправно и другое определение: электризация вещества

$$\mathfrak{P} = \frac{\text{электрический момент}}{\text{объем}} = \frac{\mathfrak{M}}{V}. \tag{168}$$

Вывод: представим себе однородно наэлектризованный брусок с сечением F и длиной l Заряд на его граничных поверхностях $q = \mathfrak{P}\cdot F$. Далее, согласно равенству (33), стр. 82, электрический момент $\mathfrak{M} = ql = \mathfrak{P}F\cdot l = \mathfrak{P}V$. Следовательно, $\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{M}}{V}$.

2. *Электрическая восприимчивость*

$$\xi = \varepsilon - 1 = \frac{\text{электризация вещества}}{\text{плотность смещения без вещества}} = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{D}}. \tag{169}$$

3. *Удельная электрическая восприимчивость*

$$\chi = \frac{\xi}{\varrho} = \frac{(\varepsilon - 1)}{\varrho}, \tag{170}$$

т. е. отношение восприимчивости данного вещества ξ к его плотности ϱ.

§ 110. Различие между диэлектрическими, параэлектрическими и ферроэлектрическими веществами. Выяснив процесс измерения, мы дадим теперь краткий обзор диэлектрических свойств различных веществ. Все вещества можно разделить на три большие группы, которые следует рассматривать как предельные случаи.

1. *Диэлектрические вещества с неполярными молекулами.* Диэлектрическая постоянная ε и проницаемость $\xi = \varepsilon - 1$ этих веществ являются константами, характеризующими данное вещество, т. е. не зависят от величины электризующего поля. Их удельная электрическая восприимчивость $\chi = \frac{\xi}{\varrho}$ не зависит от температуры.

В атомистической картине это означает, что молекулы диэлектрических веществ сами по себе не имеют электрического момента; их момент возникает только под действием электрического поля в результате электростатической индукции (рис. 95). Неполярные сами по себе молекулы *«электрически» деформируются* в процессе индукции.

В таблице 2 приведены некоторые численные значения величины ε для некоторых диэлектрических веществ.

Таблица 2

Диэлектрическая постоянная ε некоторых диэлектрических веществ

Вещество	Давление, *ат*	Температура, °С	ε
Воздух	1	18	1,00055
»	100	0	1,05404
Окись углерода . . .	1	0	1,00015
Пары брома		180	1,0128
O_2 (жидкий)		—183	1,464

2. *Параэлектрические вещества с полярными молекулами.* Для этих веществ также диэлектрическая постоянная ε и восприимчивость ξ представляют собой не зависящие от величины электрического поля, характерные для данного вещества константы.

Примеры во втором столбце таблицы 3. Удельная восприимчивость этих веществ $\chi = \frac{\xi}{\varrho}$ уменьшается по мере понижения температуры.

Таблица 3

Диэлектрическая постоянная ε и молекулярный электрический момент $\mathfrak{m}_p$ параэлектрических веществ

Вещество	t, °C	ε	$\mathfrak{m}_p \cdot 10^{30}$
Аммиак	0	1,0072	6,13
Бензол	18	2,24	0,27
KCl	18	4,94	21
Лед	—20	16	—
Метиловый спирт	18	31,2	5,60
Глицерин	18	56,2	—
Вода	18	81,1	6,1

Интерпретация: молекулы параэлектрических веществ не только электрически деформируются, подобно неполярным молекулам диэлектрических веществ, но, кроме того, независимо от внешнего электрического поля, обладают собственным *постоянным электрическим моментом* $\mathfrak{m}_p$. Внешнее электрическое поле стремится установить эти беспорядочно ориентированные диполи параллельно своему направлению. Тепловое молекулярное движение противодействует этому и снова отклоняет диполи от направления поля. Количественные данные будут указаны в § 117.

3. *Ферроэлектрические вещества.* В качестве важнейшего представителя этой группы укажем на двойную натрийкалиевую соль винной кислоты ($C_4H_4O_6KNa+H_2O$), впервые полученную аптекарем П. Сегнетом (P. Seignette, 1660—1719 гг.)[1]).

Ферроэлектрические вещества характеризуются прежде всего необычайно большими значениями диэлектрической постоянной, порядка 10^4. Кроме того, эти значения зависят не только от применяемой напряженности поля (пропорциональной U), но и от предыдущей истории исследуемого образца.

Для демонстрации этих свойств в принципе пригодна установка, изображенная в верхней части рис. 327. Здесь к источнику переменного тока последовательно подключены два конденсатора,

---

[1]) В русской литературе эта соль часто называется просто «сегнетовой солью», а ферроэлектрические вещества — «сегнетоэлектриками». Хотя термин «ферроэлектрики» в русской литературе применяется редко, мы сохраним его здесь, так как он очень ярко подчеркивает проводимую автором аналогию между поведением ферромагнетиков в магнитном поле и поведением ферроэлектриков в электрическом поле.— *Прим. перев.*

причем емкость правого конденсатора значительно больше, чем емкость левого. Вследствие этого при заданном напряжении U ток I определяется практически только емкостью левого конденсатора; этот ток I пропорционален напряжению U и диэлектрической постоянной ε вещества в левом конденсаторе, т. е. $I \sim \varepsilon U$. Этот ток создает на пластинах второго конденсатора напряжение U_C, пропорциональное I. Следовательно,

$$\varepsilon U \sim U_C.$$

Теперь нужно экспериментально показать, как зависит произведение εU от U. Проще всего воспользоваться для этого регистрацией при помощи электронно-лучевой трубки (рис. 327, внизу). Пример такой регистрации показан на рис. 328. Мы

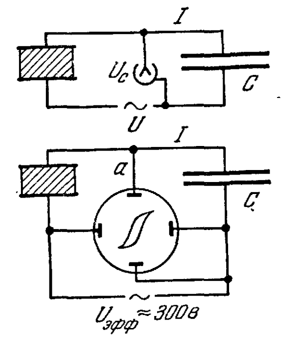


Рис. 327. Влияние наложенного напряжения U на диэлектрическую постоянную ε ферроэлектрического кристалла. Вверху — принципиальная схема установки, внизу — регистрация связи при помощи электронно-лучевой (осциллографической) трубки. Испытуемый кусок сегнетовой соли имеет форму прямоугольного параллелепипеда с толщиной $d=1$ *см* и основаниями 3×3 *см*^{2}. Правый конденсатор имеет емкость около $2\cdot10^{-6}$ *ф*, левый — около $5\cdot10^{-8}$ *ф*. В силу этого практически все напряжение машины U приходится на левый кристалл. (В точке a включается усилитель. Для горизонтальной развертки используется только небольшая доля напряжения машины.)

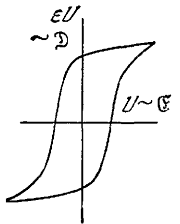


Рис. 328. Петля гистерезиса, снятая на установке рис. 327. Крест осей координат вычерчен дополнительно. Ординаты пропорциональны εU и $\mathfrak{D}$. Абсциссы пропорциональны U и $\mathfrak{E}$, причем $\mathfrak{D}$ — плотность смещения (электрическая индукция), а $\mathfrak{E}$ — напряженность поля в кристалле.

видим здесь сложную кривую, называемую *петлей гистерезиса* (ср. «Механика», рис. 201). Соответствующие друг другу пары значений ординат и абсцисс показывают, что здесь не может быть и речи о постоянстве величины ε. При температуре, превышающей определенное значение, называемое точкой Кюри (для сегнетовой соли точка Кюри лежит около 25° C), петля гистерезиса вырождается в прямую с очень малым наклоном к оси абсцисс. Это означает, что при температуре, превышающей точку Кюри, величина ε очень мала и не зависит от напряжения; мы наблюдаем в этой температурной области только нормальное поведение вещества с неполярными молекулами.

§ 111. Определение напряженности электрического поля и плотности смещения внутри вещества. Напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ и плотность смещения $\mathfrak{D}$ были до сих пор опреде-

лены только для пустого пространства. *Внутри вещества* необходимо специальное определение этих величин. Воспользуемся для этой цели рис. 329.

В середине рис. 329, *а* изображена сферическая полость в диэлектрике, находящемся в поле пластинчатого конденсатора. Диаметр, отмеченный стрелкой, по определению указывает направление поля в диэлектрике. Над этой сферой и под ней сферическая полость деформирована в эллипсоидальную. При дальнейшей деформации из верхнего эллипсоида получается параллельный направлению поля продольный канал, как на рис. 329, *б*, а из нижнего — перпендикулярная к направлению поля поперечная щель, как на рис. 329, *в*. В предельном случае можно считать диаметр канала и ширину щели бесконечно малыми. Для этих предельных случаев можно *определить* величины поля $\mathfrak{E}$ и $\mathfrak{D}$, как имеющие место «внутри вещества». Эти величины отмечают, как показано на рисунках, индексами | и —.

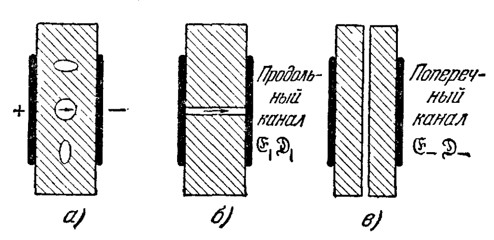


Рис. 329. К определению величин поля внутри вещества. Нужно представлять себе, что пластины конденсатора соединены с источником постоянного напряжения U.

1. Плотность смещения $\mathfrak{D}_{-}$, существующая в *поперечной щели*, та же, что и измеряемая отношением заряда конденсатора к площади его пластин, т. е.

$$\mathfrak{D}_{-}=\mathfrak{D}_{m}. \tag{171}$$

Это легко понять. Представим себе предельный случай, когда щель непосредственно граничит с одной из пластин конденсатора.

2. Измеряемые в *продольном канале* величины поля $\mathfrak{D}_{|}$ и $\mathfrak{E}_{|}$ имеют те же значения, что и в пустом конденсаторе, т. е.

$$\mathfrak{D}_{|}=\mathfrak{D} \text{ и } \mathfrak{E}_{|}=\mathfrak{E}. \tag{172}$$

Это также понять нетрудно. Представим себе, что узкий продольный канал не доходит до границ поля, как это показано на рис. 330. Хотя при этом на небольших лобовых поверхностях K' и A' индуцируются заряды, однако они дают свой вклад в поле только в непосредственной близости от K' и A'. В остальной части продольного канала, например, в точке M, они влияния не оказывают. При прохождении канала насквозь на концах его вообще нет индуцированных зарядов.

Рис. 330. К выводу формулы (172).

Из равенства величин $\mathfrak{E}_{|}$ и $\mathfrak{E}$ вытекает и для $\mathfrak{E}_{|}$ важное соотношение $\int\mathfrak{E}_{s}ds=U$ (равенство (4), стр. 59). Поэтому, разумно обобщая понятие напряженности электрического поля,

величину $\mathfrak{E}_\text{|}$ часто называют *напряженностью поля «внутри вещества»*.

Подставляя соответствующие значения из равенства (171) и (172), получаем из равенства (166) для *диэлектрической постоянной*

$$\varepsilon = \frac{\mathfrak{D}_=}{\mathfrak{D}_\text{|}} = \frac{\mathfrak{E}_=}{\mathfrak{E}_\text{|}}, \tag{173}$$

из равенства (167) для *электризации*

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D}_= - \mathfrak{D}_\text{|} = \mathfrak{E}_\text{|}\varepsilon_0(\varepsilon - 1), \tag{174}$$

и из равенства (169) для *восприимчивости*

$$\xi = \varepsilon - 1 = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{D}_\text{|}}. \tag{175}$$

§ 112. Деполяризация [1]**.** До сих пор однородное поле конденсатора было целиком заполнено веществом. Тогда напряженность поля в веществе $\mathfrak{E}_\text{|}$ равна напряженности поля в конденсаторе, не заполненном веществом (формула (172)). Это, однако, отнюдь не имеет места в том случае, когда в поле находится *кусок* вещества. При этом нужно учитывать явление *деполяризации*. Мы разъясним его с помощью рис. 331 для случая куска вещества цилиндрической формы.

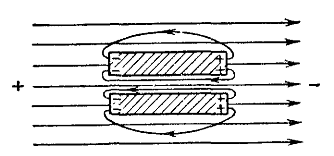


Рис. 331. Деполяризация, обусловленная индуцированными зарядами

В этом куске оставлен свободный продольный канал. Электрическое поле в этом канале отнюдь не то же, какое существовало ранее, до внесения испытуемого куска вещества, а значительно слабее. Причина: на концах цилиндра находятся индуцированные заряды, и исходящие из них линии электрического поля проходят через канал в направлении, противоположном линиям поля конденсатора. В канале имеется теперь только плотность смещения (электрическая индукция)

$$\mathfrak{D}_\text{|} = \mathfrak{D} - N\mathfrak{P}. \tag{176}$$

Здесь $N\mathfrak{P}$ есть доля, вносимая линиями противоположного направления, которую нужно, следовательно, вычитать. Эта доля пропорциональна электризации нашего куска вещества $\mathfrak{P}$, а множитель N учитывает форму этого куска (является ли он цилиндр-

[1]) Автор вводит здесь термин «Entelektrisierung», который очень удачно соответствует термину «Entmagnetisierung» — «размагничивание» в следующей главе.

В русской литературе, однако, термины «разэлектризация» или «деэлектризация» не приняты, и нам пришлось перевести термин «Entelektrisierung» как «деполяризация».— *Прим. перев.*

ром, шаром и т. д.). Точно так же и напряженность поля в продольном канале теперь не равна $\mathfrak{E}_{|} = \mathfrak{E} = \frac{U}{l}$, а имеет значение

$$\mathfrak{E}_{|} = \mathfrak{E} - \frac{N\mathfrak{P}}{\varepsilon_0}, \qquad (177)$$

или, согласно равенству (174),

$$\mathfrak{E}_{|} = \frac{\mathfrak{E}}{1 + N(\varepsilon - 1)}. \qquad (178)$$

В частном случае, когда испытуемый кусок имеет форму шара, $N = \frac{1}{3}$ и, следовательно, напряженность поля внутри него равна

$$\mathfrak{E}_{|} = \frac{3\mathfrak{E}}{\varepsilon + 2}. \qquad (179)$$

При последующем заполнении продольного канала электризация создается, следовательно, только этим ослабленным полем. Поэтому кусок вещества, ограниченный в направлении линий поля, приобретает меньшую электризацию, чем кусок того же вещества, имеющий полную длину линий поля. Это уменьшение электризации и называют явлением *деполяризации*.

Вообще говоря, поле в испытуемом куске вещества не только ослабляется, но и становится неоднородным. Однако в кусках,

Таблица 4

Длина / Толщина	0 (пластинка)	1 (шар)	10	20	50	100	500	∞ (бесконечная проволока)
Множитель деполяризации или размагничивания N	1	1/3	0,0203	0,0068	0,0014	0,004	0,00002$_4$	0

имеющих форму эллипсоида вращения оно остается однородным. Это очевидно для предельных случаев «плоской пластинки» и «длинного цилиндра». Общее доказательство завело бы нас здесь слишком далеко. Значения «множителя деполяризации» N для эллипсоидов вращения даны в таблице 4. В измерительной технике обычно заменяют вытянутый эллипсоид тонким цилиндром.

§ 113. Величины поля в полом пространстве эллипсоидальной формы. Мы ввели продольный канал и поперечную щель как предельные случаи эллипсоидальных полых пространств (рис. 329, *а*—*в*). В продольном канале напряженность поля $\mathfrak{E}_{|} = \mathfrak{E}$, т. е. равна

напряженности поля в пустом конденсаторе. Напротив, в поперечной щели $\mathfrak{E}_{-}=\varepsilon\mathfrak{E}$, т. е. в ε раз больше, чем напряженность поля в пустом конденсаторе. Отсюда ясно, что в эллипсоидальной полости напряженность поля $\mathfrak{E}$ должна иметь значение, промежуточное между $\mathfrak{E}$ и $\varepsilon\mathfrak{E}$. Вычислим его.

На рис. 332 изображено поле конденсатора, заполненное веществом, за исключением полости в виде пузыря (эллипсоида вращения). В этом пузыре поле однородно и напряженность его, возросшая в результате возникновения индуцированных зарядов, равна

$$\mathfrak{E}_{\circ}=\mathfrak{E}+\frac{N\mathfrak{P}}{\varepsilon_0}. \qquad (180)$$

Рис. 332. Полое пространство в наэлектризованном диэлектрике.

В этом равенстве $\mathfrak{P}$ есть электризация вещества *перед* лобовой поверхностью пузыря. Далее *на* лобовой поверхности $\mathfrak{D}_{\circ}=\mathfrak{D}_{-}=\varepsilon\mathfrak{D}_{|}$ и $\mathfrak{E}_{|}=\frac{\mathfrak{E}_{\circ}}{\varepsilon}$. Поэтому из равенства (174) мы получаем для электризации выражение

$$\mathfrak{P}=\frac{\varepsilon_0(\varepsilon-1)\mathfrak{E}_{\circ}}{\varepsilon}.$$

Подставляя это значение $\mathfrak{P}$ в равенство (180), мы получаем следующее выражение для напряженности поля в полом пространстве, имеющем форму пузыря:

$$\mathfrak{E}_{\circ}=\frac{\varepsilon\mathfrak{E}}{\varepsilon-N(\varepsilon-1)}. \qquad (181)$$

В частном случае сферы множитель деполяризации $N=\frac{1}{3}$, т. е. внутри сферического пузыря напряженность поля равна

$$\mathfrak{E}_{\circ}=\frac{3\varepsilon\mathfrak{E}}{2\varepsilon+1}. \qquad (182)$$

§ 114. Параэлектрические и диэлектрические вещества в неоднородном электрическом поле. Все параэлектрические и диэлектрические тела в неоднородном электрическом поле втягиваются в область наибольшей напряженности поля. Сюда относятся и древнейшие наблюдения притяжения небольших обрывков ткани или бумаги заряженными телами, например натертым янтарем. Явление деполяризации делает количественную трактовку этого явления очень сложной. Она удается только для тел простейшей формы, например для притяжения *небольшого шара* (объема V) из изолирующего материала большим заряженным шаром радиуса r. При расстоянии R между центрами шаров сила

$$\mathfrak{K}=\frac{6r^2V\varepsilon_0(\varepsilon-1)}{\varepsilon+2}\frac{U^2}{R^5}. \qquad (183)$$

Таким образом, *сила убывает как пятая степень расстояния!* Пример показан на рис. 333.

Вывод формулы (183): равенства (40) на стр. 83 и (168) на стр. 238 дают

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{W} \frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R} = \mathfrak{P} V \frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R}. \qquad (184)$$

Согласно равенствам (9) и (10) на стр. 62, 63, в месте наблюдения

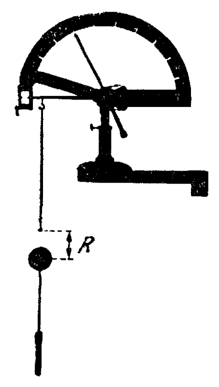


Рис 333. Измерение сил, действующих на небольшой изолированный шарик в неоднородном электрическом поле большого шара, с помощью пружинных весов. Пример янтарный шарик с диаметром $2r=6$ *мм*, $V=1{,}13\cdot 10^{-}$ *м*³; $\varepsilon=2{,}8$, радиус заряженного шара $r=2\cdot 10^{-2}$ *м*; $U=10^5$ *в*; $R=5\cdot 10^{-2}$ *м* коэффициент деполяризации $N=1/3$ (табл 4) $\mathfrak{K}=2{,}9\cdot 10^{-5}$ ньютона $\approx$ 2,9 миллипонда.

$$\mathfrak{E}_R = \frac{Ur}{R^2}, \qquad (185)$$

и

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R} = -\frac{2Ur}{R^3}. \qquad (186)$$

Электризация маленького шара равна (формула (174), стр. 243)

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{E}_i \varepsilon_0 (\varepsilon - 1),$$

а напряженность поля внутри этого шара (формула (179), стр. 244)

$$\mathfrak{E}_i = \mathfrak{E}_R \frac{3}{\varepsilon + 2}.$$

Сопоставляя равенства (179), (184) и (186), мы и приходим к формуле (183).

§ 115. Молекулярная электрическая поляризуемость. Для подготовки к этому параграфу, так же как и к §§ 127 и 140, напомним о некоторых определениях, которые уже известны нам из «Механики».

Пусть тело или количество вещества с массой M занимает объем V и состоит из n молекул. Тогда вводятся следующие определения:

плотность массы, или, коротко, «плотность» $\varrho = \dfrac{\text{масса } M}{\text{объем } V}$, (187)

удельный объем $V_s = \dfrac{1}{\varrho} = \dfrac{\text{объем } V}{\text{масса } M}$. (188)

Плотность числа молекул или концентрация молекул	$N_v = \dfrac{\text{число молекул } n \text{ в объеме } V}{\text{объем } V}$.	(189)

и

Удельное число молекул $N = \dfrac{\text{число молекул } n}{\text{масса тела } M}$.	(190)

Из опыта $N = 6{,}03.10^{26}/кмоль$. Обратная величина

$$\boxed{\frac{M}{n} = \frac{1}{N} = m} \tag{191}$$

представляет собой массу молекулы

Между концентрацией молекул N_v и плотностью ϱ существует соотношение

$$\boxed{N_v = \varrho N = \frac{N}{V_s}} \tag{192}$$

Теперь переходим к делу. Различное поведение диэлектрических и параэлектрических тел было уже качественно объяснено в § 110. Количественное объяснение его стало очень важно для понимания *строения молекул*, следовательно, для *химии*. Оно требует введения понятия о молекулярной электрической поляризуемости.

Положим, что внутри тела с объемом V поле напряженности $\mathfrak{E}_1$ создает однородную электризацию (равенство (167), стр. 238).

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{E}_1 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1).$$

В результате этой электризации тело приобретает электрический момент $\mathfrak{W}$, параллельный направлению поля. Тогда (см. (168), стр. 238)

$$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{W}}{V}.$$

В атомистической картине общий электрический момент $\mathfrak{W}$ истолковывают как сумму n вкладов отдельных молекул, т. е. полагают

$$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{w}' n}{V} = \mathfrak{w}' N_v = \mathfrak{w}' N \varrho. \tag{193}$$

Сопоставляя равенства (167) и (193), мы приходим к соотношению

$$\mathfrak{w}' = \frac{\mathfrak{P}}{N_v} = \frac{\mathfrak{E}_1 \varepsilon_1 (\varepsilon - 1)}{N \varrho}. \tag{194}$$

Опыт показывает, что величина ε постоянна, т. е. вклады $\mathfrak{w}$ пропорциональны действующей на молекулы напряженности поля $\mathfrak{E}_w$. На этом основании составляют отношение

$$\frac{\mathfrak{w}'}{\mathfrak{E}_w} = \alpha \tag{195}$$

и называют величину α *молекулярной электрической поляризуемостью.*

В случае газов, паров и разбавленных растворов в качестве действующей напряженности поля $\mathfrak{E}_w$ принимают напряженность

поля $\mathfrak{E}_{\text{l}}$, входящую в формулу (194). Ее значение выяснено в § 111. Полагая, таким образом, $\mathfrak{E}_w = \mathfrak{E}_{\text{l}}$, мы получаем из равенства (194)

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{N\varrho}, \tag{196}$$

или после введения удельной восприимчивости $\frac{\xi}{\varrho} = \frac{(\varepsilon - 1)}{\varrho}$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0 \xi}{N\varrho} = \frac{\varepsilon_0 \xi}{N_v} \tag{197}$$

(например, α в $\frac{a \cdot сек \cdot м}{в \cdot м}$; $\varepsilon_0 = 8{,}86 \cdot 10^{-12} \frac{a \cdot сек}{в \cdot м}$; ϱ — плотность вещества; $N = \frac{6{,}02 \cdot 10^{26}}{кмоль}$.)

В жидкостях и твердых телах отождествление $\mathfrak{E}_w$ и $\mathfrak{E}_{\text{l}}$ уже не имеет смысла. В них молекулы плотно упакованы, и потому в электризуемых или поляризуемых жидкостях и твердых телах мы должны учитывать *взаимодействие* отдельных молекул. Такой учет дается формулой для *молекулярной электрической поляризуемости*, которую предложили Клаузиус и Моссотти:

$$\boxed{\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{N_v} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 2)}.} \tag{198}$$

($N_v = N\varrho$ см. выше. Для $\varepsilon \approx 1$ формула (198) тождественна с формулой (196)).

Вывод формулы (198): мы исходим из равенств (194) и (195). Они дают

$$\alpha = \frac{\mathfrak{P}}{N_v \mathfrak{E}_w}. \tag{199}$$

Для вычисления действующей напряженности поля $\mathfrak{E}_w$ рассмотрим отдельную молекулу *a*. Все остальные молекулы мы разделим на две неравные группы. В одну, меньшую, группу мы отнесем все молекулы, находящиеся вблизи данной молекулы *a*. В качестве границы этой близкой области мы произвольно представим себе некоторую *сферическую* поверхность с центром в *a*. Ко второй, большей, группе мы отнесем все остальные молекулы, лежащие вне этой сферы. В аморфных телах и правильных кристаллах все близкие молекулы, лежащие внутри указанной воображаемой границы, имеют относительно молекулы *a* сферическую симметрию. Поэтому их влияния взаимно компенсируются. Остаются только влияния молекул второй группы. Образно выражаясь, молекула как бы парит в сферической «полости» *однородно* наэлектризованного тела. Мы можем поэтому применить равенство (180), стр. 245 и положить $\mathfrak{E}_{\bigcirc} = \mathfrak{E}_w$. Входящее в формулу (180) значение электризации $\mathfrak{P}$ мы возьмем из формулы (174) на стр. 243. При этом мы полагаем $\mathfrak{E}_{\text{l}} = \mathfrak{E}$, так как диэлектрическая постоянная внутри и вне воображаемого полого пространства имеет одно и то же значение. Мы подставляем, стало быть (см. (167), стр. 238),

$$\mathfrak{P} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} (\varepsilon - 1)$$

в формулу (180) и, принимая множитель деполяризации $N=\frac{1}{3}$, получаем для действующей напряженности поля выражение

$$\mathfrak{E}_w = \mathfrak{E}\,\frac{\varepsilon+2}{3}. \tag{200}$$

Подстановка этого значения в равенство (199) дает нам формулу (198).

Примеры некоторых численных значений поляризуемости диэлектрических молекул даны в таблице 5.

Таблица 5

Электрическая поляризуемость молекул $t \approx 20°$ C

Вещество	Молекулярный вес (M)	Плотность ( ) $кг \cdot м^{-3}$	Плотность числа молекул $N_v = N \cdot ?$, $10^{-27}\ м^{-3}$	Диэлектрическая постоянная ε	Электрическая поляризуемость α, $10^{-39} \cdot \frac{a \cdot сек \cdot м}{м}$
Сероуглерод CS_2	76	1250	9,9	2,61	0,94
Дифенил $C_6H_5—C_6H_5$	154	1120	4,37	2,57	2,1
Гексан C_6H_{14}	86	662	4,63	1,88	1,3

§ 116. Объем v' отдельной молекулы и заполнение пространства $\frac{v'}{v}$. Обратная величина плотности числа молекул, или их концентрации, N_v, т. е. величина $\frac{1}{N_v}$ представляет собой объем, внутри которого может находиться отдельная молекула, т. е. объем, которым мы располагаем для этой молекулы. Он больше, чем объем самой молекулы v'. Отношение $\frac{v'}{v}$ называется «заполнением пространства».

Мы можем в формуле (198) заменить $\frac{1}{N_v}$ через v. Тогда для поляризуемости молекулы мы получаем выражение

$$\alpha = 3\varepsilon_0 v\,\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}. \tag{198a}$$

Входящую в эту формулу дробь Клаузиус и Моссотти (1850 г.) истолковали как заполнение пространства, т. е. считали, что

$$\frac{v'}{v} = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}. \tag{201}$$

Они рассматривали каждую молекулу как изолированный от соседей проводящий шар с объемом $v' = \frac{4}{3}\pi r^3$. В электрическом поле напряженности $\mathfrak{E}$ такая сферическая молекула приобретает под действием индукции электрический момент

$$\mathfrak{M}_i = 4\pi\varepsilon_0 r^3 \mathfrak{E} = 3\varepsilon_0 v' \mathfrak{E}. \tag{202}$$

Она обладает, следовательно, поляризуемостью

$$\alpha = \frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = 3\varepsilon_0 v'. \tag{203}$$

Подстановка выражения (203) в формулу (198a) и дает нам соотношение (201).

§ 117. Постоянный электрический момент полярных молекул. Формулы (196) и (198) дают возможность очень просто определить молекулярную электрическую поляризуемость α. Достаточно только *измерить* диэлектрическую постоянную ε и подставить в формулы известные значения постоянной электростатической индукции ε_0 и плотности числа молекул $N_v = N\varrho$. В таблице 5 приведены некоторые численные значения поляризуемости или электрической деформируемости α *неполярных* молекул (ср. § 135 «Оптики»).

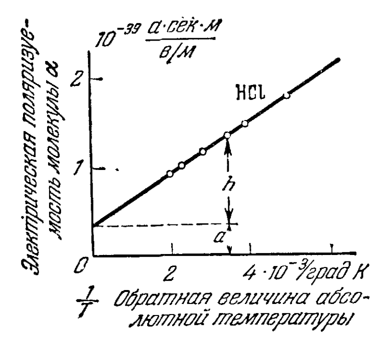


Рис. 334. Зависимость поляризуемости дипольной молекулы, определяемой по формуле (195), от температуры. Постоянная часть a определяется «электростатической индукцией» или «деформацией молекулы», переменная часть h обусловлена ориентацией термически неупорядоченных полярных молекул. В формулу (206) входит только эта часть.

В параэлектрических веществах измерения обнаруживают убывание молекулярной электрической поляризуемости по мере повышения температуры; типичный пример такого хода показан на рис. 334. Мы ясно видим здесь, что поляризуемость составляется из двух различных частей: одной, не зависящей от температуры и соответствующей отрезку под пунктирной прямой, и другой, зависящей от температуры и изображаемой отрезками, лежащими над этой прямой.

Истолкование: *не зависящая* от температуры часть связана с электрической деформацией молекулы, которая в диэлектрических веществах одна только и имеет значение. Второй член, зависящий от температуры, возникает в силу того, что молекулы параэлектрических веществ уже и вне поля обладают собственным постоянным электрическим моментом $\mathfrak{m}_p$.

В результате теплового движения и при отсутствии внешнего поля направления моментов будут различны. При усреднении по пространству и по времени сумма всех электрических моментов будет равна нулю. Электрическое поле создает преимущественное направление ориентации моментов $\mathfrak{m}_p$. При усреднении по времени каждая молекула приобретает компоненту $\mathfrak{m}$ по направлению поля. Эта компонента составляет определенную долю x

от постоянного момента $\mathfrak{w}_p$. Таким образом,

$$\mathfrak{w}' = x\mathfrak{w}_p. \tag{204}$$

Вычисления показывают, что эта доля равна

$$x \approx \frac{1}{3}\,\frac{\mathfrak{w}_p\mathfrak{E}_w}{kT_{\text{абс}}}. \tag{205}$$

(k — постоянная Больцмана, равная $1{,}38\cdot 10^{-23}$ *вт.сек/град*).

Таким образом, дробь x представляет собой по существу отношение двух энергий. Работа $\mathfrak{w}_p\mathfrak{E}_w$ необходима для того, чтобы установить диполь *перпендикулярно* к направлению поля. $kT_{\text{абс}}$ есть та тепловая энергия, которую может передать диполю сталкивающаяся с ним молекула. Строгий расчет должен учитывать не только поперечную установку диполей, но и усреднение по всем возможным ориентациям их. При этом и получается численный коэффициент $\sim 1/3$.

Сопоставляя формулы (204) и (205) с равенством (195) на стр. 247 и обозначая в последнем зависящую от температуры часть α через α_T, мы получаем следующее выражение для *постоянного электрического момента дипольной молекулы*:

$$\boxed{\mathfrak{w}_p \approx \sqrt{\alpha_T 3kT_{\text{абс}}}.} \tag{206}$$

Пример: молекула HCl. Результаты измерений, графически изображенные на рис. 334, дают для молекулярной электрической поляризуемости при 0° С значение

$$\alpha_T = 1{,}05\cdot 10^{-39}\,\frac{a\cdot сек\cdot м}{в/м}.$$

Подстановка этого значения в формулу (206) дает для постоянного электрического момента отдельной молекулы значение $\mathfrak{w}_p \approx 3{,}4\cdot 10^{-30}$ *а·сек·м* (ср. табл. 3 на стр. 240).

Мы можем, следовательно, в отношении электрических свойств заменить молекулу двумя элементарными электрическими зарядами по $1{,}60\cdot 10^{-19}$ *а·сек*, находящимися на расстоянии около $0{,}2\cdot 10^{-10}$ *м*. (Для сравнения укажем, что по порядку величины диаметр молекулы равен 10^{-10}*м*.)

Располагая значением $\mathfrak{w}_p$, мы можем вычислить дробь x в формуле (205). Положим, что напряженность поля велика, например $\mathfrak{E} = 10^6$*в/м*, и абсолютная температура равна 300°. При этих условиях $x = 3\cdot 10^{-4}$, т. е. значительно меньше 1. Поэтому средний вклад $\mathfrak{w}$ постоянного момента $\mathfrak{w}_p$ в электризацию $\mathfrak{P}$ еще остается пропорциональным напряженности поля, и восприимчивость $\frac{\mathfrak{P}}{\varepsilon_0\mathfrak{E}} = \xi = \varepsilon - 1$ постоянна. Только при очень низкой температуре и большой напряженности поля x может приближаться к значению 1, и поэтому электризация стремится к насыщению.

§ 118. Зависимость диэлектрической постоянной от частоты. Первое определение диэлектрической постоянной, которое мы дали на стр. 67, гласило:

$$\varepsilon = \frac{\text{емкость } C_m \text{ заполненного веществом конденсатора}}{\text{емкость } C_0 \text{ конденсатора без вещества}}. \quad (13)$$

Для измерения емкости $C = \frac{Q}{U}$ измеряют заряд Q, запасаемый конденсатором при напряжении U (ср. § 27, абзац 2!). При этом молча делается предположение, что при заданном напряжении U величина запасаемого заряда не зависит от времени. Это, однако, не может быть справедливо всегда. Процессы, разыгрывающиеся в диэлектрике после установления электрического поля, происходят не мгновенно, а требуют в среднем некоторого конечного времени. По истечении так называемого «времени релаксации» τ равновесного значения не достигает еще доля молекул, равная $\frac{1}{e} = 37\%$. Обычно время, в течение которого поле остается постоянным, значительно больше, чем время релаксации τ. Если же оно становится сравнимым с τ, то измеряемая диэлектрическая постоянная ε убывает и для каждого значения циклической частоты ω мы получаем свое значение диэлектрической постоянной ε_ω.

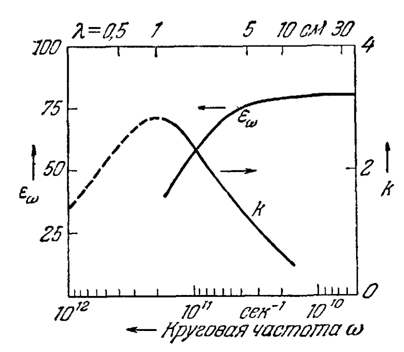


Рис. 335. Зависимость диэлектрической постоянной и коэффициента поглощения k воды от циклической частоты излучения.

В качестве примера на рис. 335 показаны значения диэлектрической постоянной ε_ω для воды в области циклических частот между $5 \cdot 10^9$ *сек*$^{-1}$ и $2 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$, т. е. для значений периода поля T между 10^{-8} и 10^{-11} *сек*. Для воды время релаксации $\tau = 3 \cdot 10^{-11}$ *сек* определяется процессом установления дипольных моментов в поле, которому противодействует сходное с вязкостью сопротивление, потребляющее мощность. Последнее достигает наибольшего значения для циклической частоты $\omega_R = \frac{1}{\tau}$. В этой области частот электрические волны сильно поглощаются. На рис. 335 нанесены, кроме того, значения применяемого в оптике коэффициента поглощения k.

Связь между диэлектрической постоянной и потреблением мощности (поглощение с нагреванием), с одной стороны, и временем релаксации τ, с другой стороны, является совершенно общей. Не имеет никакого значения, какими именно физическими процес-

сами обусловлена релаксация. Мы поясним это на простейшей модели.

Представим себе на рис. 336 слоистый диэлектрик; пусть заштрихованные полоски изображают слои идеально изолирующего вещества, а отмеченные пунктиром — слои проводника с очень большим сопротивлением. Справа на том же рисунке показана эквивалентная электрическая схема такого слоистого диэлектрика, представляющая собой известное нам из § 81 последовательное включение в цепь переменного тока емкости и сопротивления (время релаксации $\tau = CR$, § 43).

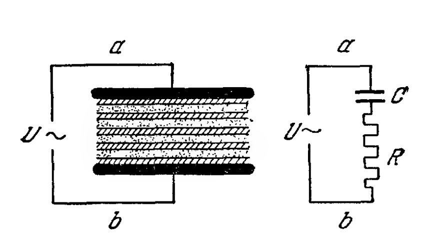


Рис. 336. Слева — слоистый диэлектрик, справа — эквивалентная электрическая схема.

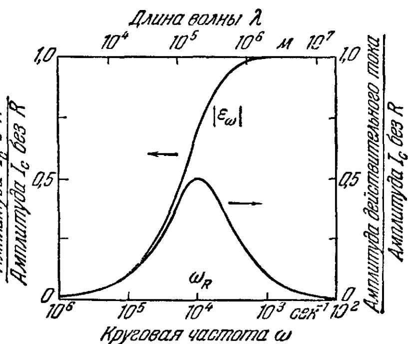


Рис. 337. Диэлектрическая постоянная и величина потерь для эквивалентной схемы на рис. 336 при времени релаксации $\tau = RC = 10^{-4}$ *сек.*

Сопротивление в этой эквивалентной схеме действует двояким образом. Во-первых, амплитуда переменного тока круговой частоты ω уменьшается в отношении

$$\frac{I_{C,\,R}}{I_C} = \frac{\text{амплитуда тока при наличии } R}{\text{амплитуда тока без } R} = \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} = |\varepsilon_\omega| \qquad (207)$$

(Это следует из равенств (135) и (136)). Во-вторых, теперь переменный ток будет смещен по фазе относительно напряжения не на 90°, а на несколько меньший угол φ. Согласно равенству (137),

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{1}{\omega\tau}. \qquad (208)$$

Таким образом, помимо *реактивного* тока, в цепи теперь будет иметь место и *активный* ток с амплитудой

$$I_{0,\,\text{акт}} = U_0\omega C\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \qquad (209)$$

Отсюда мы находим, что отношение амплитуды активного тока к амплитуде тока в конденсаторе без потерь равно

$$\varepsilon_{\omega,\,\text{акт}} = \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \qquad (210)$$

Результаты, выражаемые формулами (207) и (210), графически изображены на рис. 337. При круговой частоте $\omega_R = \frac{1}{\tau}$ величина потерь $\varepsilon_{\omega,\text{акт}}$ достигает максимума.

§ 119. Электрострикция. На рис. 338 дан вид сбоку груженой каучуковой ленты, растянутой примерно вдвое по сравнению с ее первоначальной длиной. На обе ее широкие стороны наносятся электрические заряды с помощью двух искрящих металлических

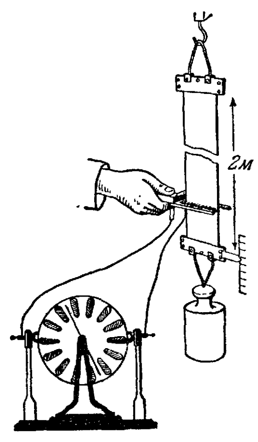


Рис. 338. Демонстрация электрострикции на растянутой каучуковой ленте. (Размеры в нерастянутом состоянии: ширина 10 *см*, длина 1 *м*, каучук неокрашенный!) В. К. Рентген.

гребней, соединенных с индукционной машиной и передвигаемых от руки вдоль ленты (§ 18). При этом каучуковая лента удлиняется на несколько сантиметров. При перемене полюсов это удлинение исчезает.

Это изменение формы тела называется *электрострикцией*. Оно обусловлено взаимодействием поляризованных молекул.

XIV. ВЕЩЕСТВО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

§ 120. Введение. Проницаемость μ. До сих пор в нашем изложении мы касались только магнитных полей в вакууме. Наличие молекул воздуха имеет совершенно второстепенное значение. Их влияние проявляется только в виде четырех единиц шестого десятичного знака.

Часть проводников, по которым идет ток, особенно катушек, не была свободно подвешена, а была намотана на тонкостенные

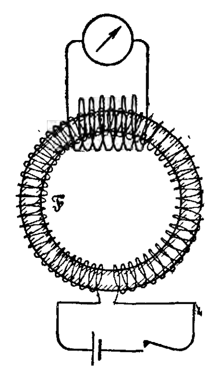


Рис. 339. К определению магнитных постоянных различных веществ по измерениям плотности магнитного потока. Для демонстрационных опытов очень удобно заполнять кольцевую катушку $\mathfrak{F}$ «феррокардом», — содержащей железо бумажной массой с значением проницаемости μ около 10.

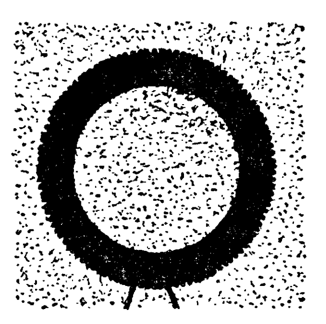


Рис. 340. В пространстве, окружающем кольцеобразную катушку с железным сердечником, поля нет.

трубки из картона или дерева. Влияние этих несущих частей также лежало далеко за пределами точности тех измерительных приборов, которые мы применяли в наших демонстрационных опытах.

Напротив, наличие других материалов, например железа, очень заметно проявляется даже при грубом опыте. Если заполнить железом внутренность кольцевой катушки (рис. 339), то магнитный поток ее Φ возрастает во много раз (при этом, как видно из рис. 340, во внешнем пространстве линии магнитного поля **не**

проходят). На этом основании в элементарных учебниках физики определяют величину проницаемости заполняющего материала как отношение

$$\mu = \frac{\text{магнитный поток заполненной кольцевой катушки}}{\text{магнитный поток пустой кольцевой катушки}}.$$

Деля магнитный поток Φ на поперечное сечение F однородного магнитного поля, мы получаем плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$[1]. Таким образом, $\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{F}$. Пользуясь этой величиной, можно определить *проницаемость* так:

$$\mu = \frac{\text{плотность магнитного потока с веществом}}{\text{плотность магнитного потока без вещества}} = \frac{\mathfrak{B}_m}{\mathfrak{B}}. \qquad (211)$$

Таким образом, μ есть отвлеченное (безразмерное) число.

§ 121. Измерение проницаемости μ. Существует много способов измерения проницаемости. Если исследуемый материал можно получить в виде кольца, то пользуются схемой, изображенной на рис. 339. В случае надобности можно повысить чувствительность этой схемы на несколько порядков с помощью дифференциального включения. Индукционные катушки — пустую и заполненную исследуемым материалом — включают навстречу друг другу и по импульсу тока непосредственно измеряют разность обоих магнитных потоков.

Для многих веществ $\mu \approx 1$. В этих случаях измеряют не μ, а величину намагничивания $\mathfrak{J}$ и вычисляют μ и $\varkappa$ по формуле, определяющей эту величину (§ 122). При этом вместо больших кольцеобразных кусков исследуемого материала можно применять небольшие куски произвольной формы с объемом V. Их помещают в магнитное поле и измеряют возникающий при намагничивании магнитный момент (формула (213)).

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{J} V.$$

Для этого делают магнитное поле неоднородным и тем или иным способом измеряют силы, действующие на тело в направлении градиента поля (рис. 341) (формула (101), стр. 144):

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{M}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} = \mathfrak{J} V \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}.$$

(Например, сила в ньютонах $= 0{,}102$ *кпонда*, $\mathfrak{M}$ в вольт-секунда.метрах, $\mathfrak{J}$ — в вольт-секунда на кв. метр

$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ — в амперах на кв. метр, V — в куб. метрах.)

Градиент поля $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ определяется с помощью равенства (101).

---

[1]) Или магнитную индукцию, см. стр. 109.— *Прим. перев.*

При определении $\varkappa$ и μ пользуются плотностью магнитного потока, существующей при отсутствии испытуемого материала (индукцией). Ее измеряют с помощью небольшой индукционной катушки как среднее значение, существующее в том месте, где должно находиться исследуемое тело. Применение этого значения $\mathfrak{B}$ является приближением, так как формулы (211)—(215), строго говоря, относятся только к случаю, когда все магнитное поле заполнено веществом. Однако в случае, когда $\mu \approx 1$, это приближение является достаточно точным. Причины этого будут выяснены позже, на стр. 264 (формула (226)).

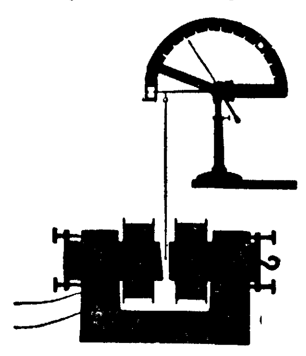
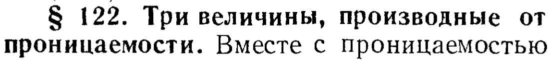


Рис. 341. Диамагнитное вещество подвешено к пружинным весам и помещено в неоднородное магнитное поле.



§ 122. Три величины, производные от проницаемости. Вместе с проницаемостью μ определяются три другие часто применяемые величины.

1. *Намагничивание* [1])

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{B}_m - \mathfrak{B}.$$

Мы определяем, таким образом, намагничивание как дополнительную плотность магнитного потока (индукцию), создаваемую веществом. Единицей этой величины, как и всякой плотности магнитного потока, является *вольт-секунда на кв. метр*. Равнозначно с этим и другое определение: намагничивание вещества

$$\mathfrak{J} = \frac{\text{магнитный момент}}{\text{объем}} = \frac{\mathfrak{M}}{V}. \tag{213}$$

Вывод: представим себе однородно намагниченный прямоугольный параллелепипед из данного вещества с площадью основания $\mathfrak{F}$ и длиной l. Тогда создаваемый намагничиванием $\mathfrak{J}$ магнитный поток $\Phi = \mathfrak{J}F$, и, согласно формуле (102), его магнитный момент $\mathfrak{M} = \Phi l = \mathfrak{J}Fl = \mathfrak{J}V$, откуда следует, что $\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{M}}{V}$.

В литературе часто встречается величина

$$\frac{\mathfrak{J}}{\varrho} = \frac{\mathfrak{M}}{m} = \sigma^* \tag{213a}$$

($\mathfrak{M}$ — магнитный момент тела с массой m и плотностью $\varrho = m/V$).

2. *Магнитная восприимчивость*

$$\varkappa = \mu - 1 = \frac{\text{намагничивание вещества}}{\text{магнитный поток без вещества}} = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{B}}. \tag{214}$$

---

[1]) Намагничивание часто называют также «внутренней индукцией» и обозначают B_i. Индекс i связан с английским термином «intrinsic», который правильнее было бы переводить не «внутренняя», а «собственная индукция».

3. *Удельная магнитная восприимчивость*

$$\chi = \frac{\varkappa}{\varrho} = \frac{\mu - 1}{\varrho}, \tag{215}$$

т. е. отношение восприимчивости $\varkappa$ к плотности ϱ. Примеры в таблице 6.

Таблица 6

Диамагнитные вещества [1], $T = 20°$ C

	H_2	Cu	H_2O	NaCl	Bi	
Восприимчивость $\varkappa = (\mu - 1)$	$-0{,}002_2$	$-7{,}4$	$-9{,}0_4$	$-13{,}9$	-153	$\times 10^{-6}$
Удельная восприимчивость $\chi = \frac{\varkappa}{\varrho}$	-25	$-0{,}83$	$-9{,}0_4$	$-6{,}5$	$-15{,}6$	$\times 10^{-9} \frac{м^3}{кг}$
	$-0{,}5$	$-0{,}53$	$-1{,}62$	$-3{,}78$	$-32{,}6$	$\times 10^{-7} \frac{м^3}{кмоль}$

Парамагнитные вещества, $T = 20°$ C

	Al	Pt	O_2	O_2 (жидк.)	Сульфат диспрозия $Dy_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$	
Восприимчивость $\varkappa = (\mu - 1)$	21,2	264	1,86	3620	632 000	$\times 10^{-6}$
Удельная восприимчивость $\chi = \frac{\varkappa}{\varrho}$	7,8	12,3	1300	3020	203 000	$\times 10^{-9} \frac{м^3}{кг}$
	2,7	24	416	970	1 540 000	$\times 10^{-7} \frac{м^3}{кмоль}$

[1] В большинстве таблиц даются не значения величины $\varkappa = (\mu - 1)$, а значения величины $\varkappa = \frac{(\mu - 1)}{4\pi}$.

§ 123. Различие между диамагнитными, парамагнитными и ферромагнитными веществами. Выяснив вопрос об измерительном процессе, мы дадим теперь краткий обзор магнитных свойств разных веществ. Все вещества можно разделить на три большие группы:

1. *Диамагнитные вещества.* Восприимчивость этих веществ $\varkappa=\mu-1$ не зависит от напряженности намагничивающего поля, т. е. является константой, характеризующей данный материал. Проницаемость их несколько меньше единицы. Примеры приведены в таблице 6. *Удельная* восприимчивость χ *не зависит* от температуры.

2. *Парамагнитные вещества.* Их восприимчивость также не зависит от напряженности магнитного поля, т. е. является характерной для данного материала константой. Проницаемость μ несколько больше единицы. Примеры также можно найти в таблице 6. Удельная восприимчивость $\chi=\frac{\varkappa}{\varrho}$ при повышении температуры уменьшается (ср. в связи с этим рис. 343, *в*); в простейшем предельном случае справедлив закон Кюри:

$$\chi=\frac{C}{T_{\text{абс}}}. \tag{216}$$

(Постоянная C называется постоянной Кюри.)

3. *Ферромагнитные вещества.* Проницаемость их μ даже в самом грубом приближении не является константой, характеризующей данное вещество. Она зависит не только от напряженности намагничивающего поля, но и от предыдущей истории образца. Величина μ может иметь значения, превышающие несколько тысяч. При повышении температуры проницаемость падает, а когда температура превышает определенное значение (так называемую точку Кюри), ферромагнитные свойства исчезают, и вещество ведет себя, как парамагнитное.

Таково разделение по внешним признакам. Теперь несколько подробнее.

1. *Диамагнитные вещества.* В магнитном поле их легко распознать без всяких измерений. Они всегда вытесняются из областей высокой напряженности магнитного поля, как, например, кусок висмута на рис. 341 вверху.

Объяснение: *атомы диамагнитных веществ сами по себе не имеют магнитного момента. Последний создается в них только в поле как результат возникновения индукционных токов.* Как и на рис. 194 слева направление этих индуцированных токов противоположно направлению токов в катушках поля; эти токи циркулируют без потерь, пока существует поле. Такие индукционные токи должны возникать во всех телах, и следовательно, *все вещества должны быть диамагнитными.* Однако в большинстве случаев их диамагнитные свойства маскируются другими, перевешивающими явлениями. Это и имеет место в телах пара- и ферромагнитных.

Диамагнитные вещества могут *свободно парить* в неоднородном магнитном поле соответствующего вида (рис. 342).

II. *Парамагнитные вещества.* В отличие от веществ диамагнитных эти вещества втягиваются в область больших значений напряженности магнитного поля. Демонстрационные опыты см. на рис. 343.

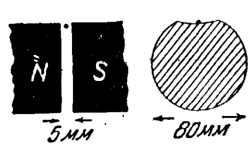


Рис. 342. Небольшое диамагнитное тело ($V \approx 1$ *мм*³) из висмута или хорошо отожженного угольного электрода для дуговой лампы свободно парит в неоднородной краевой области магнитного поля с плотностью магнитного потока $\mathfrak{B} \approx 2$ *в·сек/м*². Отфрезерованная вверху вогнутая поверхность (радиус кривизны 6 *см*) обеспечивает стабильность в горизонтальном направлении. Электромагнит, как на рис. 180.

Истолкование: *молекулы парамагнитных веществ* не только приобретают магнитный момент в результате индукции в магнитном поле, подобно молекулам веществ диамагнитных, но и *обладают сверх того постоянным магнитным моментом* $\mathfrak{m}_p$, не зависящим от поля.

Однако в результате теплового движения оси этих постоянных магнитов беспорядочно распределены по всем направлениям пространства. Поэтому вещество в целом не обладает магнитным моментом. Напротив, в *магнитном поле оси атомарных моментов приобретают некоторое преимущественное направление.* При этом, однако, даже и приближенно отнюдь не имеет места параллельная ориентация всех осей. Иначе намагничивание в сильных полях не могло бы возрастать пропорционально плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ внешнего поля, т. е. величины $\varkappa$ и μ не могли бы иметь постоянные значения, характерные для данного вещества.

Рис. 343. *а* — очень парамагнитный жидкий воздух втягивается из картонной коробки *P* в область высокой напряженности магнитного поля. Электромагнит, как на рис. 341; *б* и *в* (к зависимости парамагнитной восприимчивости $\varkappa$ от температуры) — парамагнитная восприимчивость холодного воздуха больше, а теплого — меньше, чем для возуха при комнатной температуре (Как отношение $\varkappa/\varrho$, так и плотность ϱ пропорциональны T^{-1}, следовательно, $\varkappa$ пропорциональна T^{-2}.) Вследствие этого струя холодного воздуха из охлажденной картонной коробки втягивается в область высокой напряженности поля, вытесняя комнатный воздух (*б*) Напротив, слой теплого воздуха (исходящего из пламени или нагретой спирали *H*) вытесняется сильнее притягивающимся комнатным воздухом в область малой напряженности поля (*в*).

Принципиально мы могли бы ожидать насыщения намагничивания парамагнитных веществ при очень больших значениях напряженности магнитного поля и при очень низкой температуре. Начало такого насыщения было безупречно обнаружено у сульфата гадолиния при $T_{абс} = 1{,}9°$.

III. *Ферромагнитные вещества* может отличить всякий. Они притягиваются к любому подковообразному магниту. Примеры: железо, никель, кобальт и сплавы меди с марганцем (Ф. Р. Гейслер, 1898 г.). Физически ферромагнетики характеризуются чрезвычайно высокими

значениями достигаемого намагничивания $\mathfrak{J}$. При этом намагничивание очень сложным образом зависит от напряженности возбуждающего поля и предыстории образца.

Мы продемонстрируем эту связь с помощью медленно устанавливающегося («ползущего») гальванометра (§ 67). Для этого воспользуемся, как показано на рис. 344, двумя кольцевыми катушками одинакового размера и с одинаковым числом витков. Левая катушка имеет железный сердечник, правая — деревянный (ср. § 120). Через обе эти катушки поля пропускается один и тот же ток. Каждую из них охватывает один индукционный виток, но направления этих витков противоположны. Поэтому наш гальванометр измеряет разность обоих магнитных потоков при наличии и при отсутствии железа, т. е. Φ_m и Φ. Деля ее на F— поперечное сечение катушки и железного сердечника,— мы получаем величину намагничивания $\mathfrak{J}$, т. е. добавочную, исходящую из железа плотность магнитного потока:

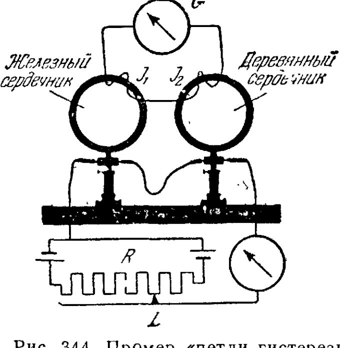


Рис. 344. Промер «петли гистерезиса» железа с помощью «ползущего гальванометра». Две кольцевые катушки, как на рис. 339. Индукционные петли J_1 и J_2 навиты в противоположных направлениях, в силу чего гальванометр G измеряет разность обоих магнитных потоков (с железом и без него). Когда движок L переходит за разрыв в середине реостата R, направление тока в обеих катушках поля меняется на обратное.

$$\mathfrak{J}=\frac{\Phi_m-\Phi}{F}. \qquad (217)$$

(Единица: вольт-секунда на кв. метр.)

Проведем измерения такого рода для обоих направлений тока при его усилении и ослаблении. Мы получим при этом для ковкого железа кривую, изображенную на рис. 345 и носящую название «петли гистерезиса». Из последней мы можем сделать следующие выводы:

1. Каждому значению величины $\mathfrak{B}$ плотности магнитного потока в катушке без вещества соответствуют два значения намагничивания. Возрастание намагничивания происходит в верхней половине рисунка по правой ветви кривой, а в нижней половине — по левой ветви.

2. При достаточном возрастании величины $\mathfrak{B}$ (плотности магнитного потока в пустой катушке) намагничивание $\mathfrak{J}$ достигает «значения насыщения».

3. Часть намагничивания $\mathfrak{J}$ сохраняется и без катушки поля. Она называется *остаточным намагничиванием*. Железо превращается в постоянный магнит.

4. Для устранения остаточного намагничивания нужно изменить знак поля и повысить плотность его магнитного потока до

некоторого определенного значения, называемого *коэрцитивной силой*.

Вещества с небольшой коэрцитивной силой называются магнитномягкими; для очень чистого, прокаленного в водороде железа можно снизить значение коэрцитивной силы до примерно $3 \cdot 10^{-6}$ *в·сек/м²*.

В магнитно очень жестких сплавах из Fe, Ni и Al, например, в эрстите, величина коэрцитивной силы может достигать значений порядка 0,1 *в·сек/м²*.

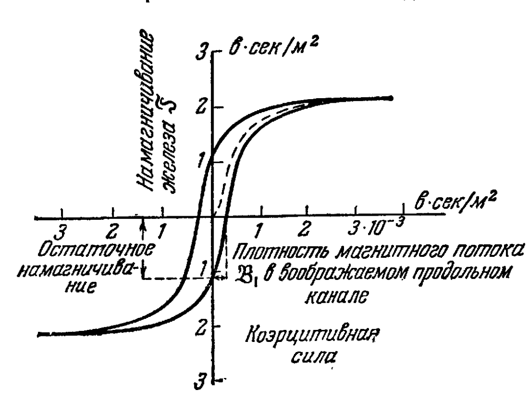


Рис. 345. Петля гистерезиса для ковкого железа, измеренная, как показано на рис. 344. На рис. 344 значение $\mathfrak{B}_1$ равно плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ для пустой катушки поля. Значение насыщения намагничивания $\mathfrak{J}$ лежит около 2,1 *в·сек/м²*. Это дает для одного атома железа значение $m' = \mathfrak{J}/N_v = 2{,}4 \cdot 10$ *в·сек·м* (ср. § 127). Пунктирная линия схематически изображает «первичную» кривую намагничивания для образца, который был предварительно освобожден нагревателем от остаточного намагничивания.

5. Циклическое намагничивание, т. е. полный обход по петле

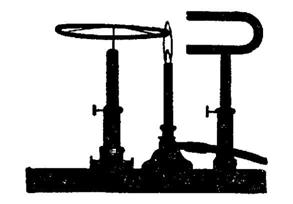


Рис. 346. Нагреваемое с одной стороны никелевое колесо приходит во вращение в поле магнита. При 356°С никель теряет свои ферромагнитные свойства, и тогда магнит втягивает более холодные, оставшиеся еще ферромагнитными участки колеса. Средняя плоскость магнита проходит через ось вращения колеса. В зависимости от того, в какую сторону мы желаем вращать колесо, пламя устанавливают несколько впереди или позади этой плоскости.

гистерезиса, требует затраты работы. Согласно формуле (112) на стр. 150, имеем:

$$W = \frac{V}{\mu_0} \int \mathfrak{J} d\mathfrak{B}_1. \tag{218}$$

Ферромагнитные свойства вещества сильно зависят от температуры. При определенном значении ее, называемом «точкой Кюри», они исчезают. Для сплавов Гейслера точка Кюри лежит несколько ниже 100° С. Кусок такого сплава притягивается к подковообразному магниту при комнатной температуре, но отпадает от него при погружении в кипящую воду. Опыт, наглядно показывающий исчезновение намагничивания при нагревании, изображен на рис. 346.

Таковы важнейшие характерные особенности ферромагнетиков.

§ 124. Определение напряженности магнитного поля и плотности магнитного потока (магнитной индукции) внутри вещества. Мы определили до сих пор напряженность магнитного поля и плотность магнитного потока только для вакуума. Для поля

внутри вещества необходимо другое определение. Для этой цели воспользуемся рис. 347. На всех трех рисунках изображен отрезок кольцевой катушки, равномерно заполненной веществом. На рис. 347,*а* посередине намечено сферическое пустое пространство в этом веществе. Диаметр этой сферы, отмеченный стрелкой,



Рис. 347. К определению величин магнитного поля внутри вещества.

указывает направление поля в намагничиваемом веществе. Слева и справа эта выемка деформирована и имеет вид эллипсоида. При дальнейшей деформации из правого эллипсоида получится продольный канал, параллельный линиям поля, как на рис. 347,б, а из левого — поперечная щель, перпендикулярная к линиям поля, как на рис. 347, *в*. В предельном случае можно диаметр канала и толщину щели считать бесконечно малыми. В этом предельном случае мы будем считать значения определяющих поле величин $\mathfrak{H}$ и $\mathfrak{B}$ в канале и в щели значениями этих величин *внутри вещества* и будем отмечать их индексами $_{|}$ и $_{-}$, как это показано на рисунке.

1. Измеренная с помощью пробной катушки плотность магнитного потока в щели такова же, как и измеренная с помощью катушки, охватывающей катушку поля. Таким образом,

$$\mathfrak{B}_{-} = \mathfrak{B}_{m}. \tag{219}$$

2. Величины $\mathfrak{B}_{|}$ и $\mathfrak{H}_{|}$, измеренные в продольном канале, имеют те же значения, что и в пустой катушке, т. е.

$$\mathfrak{B}_{|} = \mathfrak{B} \quad \text{и} \quad \mathfrak{H}_{|} = \mathfrak{H}. \tag{220}$$

Это можно показать так, как изображено на рис. 348. В заполняющем веществе делают узкий продольный канал произвольного, но постоянного сечения [1]). В этом канале помещают тонкую индукционную катушку. С ее помощью измеряют плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_{|}$ и убеждаются в том, что независимо от ширины продольного канала она имеет то же значение,

---

[1]) Указание для экспериментатора. Кольцевой канал может лежать открыто у поверхности тела. Практически это означает следующее: в кольцевую катушку помещают железное кольцо меньшего сечения, чем сечение катушки. Пространство между наружной поверхностью этого кольца и витками катушки и образует продольный канал.

что и в пустой кольцевой катушке. Этот результат можно мысленно распространить и на столь тонкий канал, что поместить в нем индукционную катушку уже нельзя.

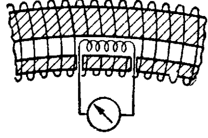


Рис. 348. Тождественность $\mathfrak{H}_{|}$ и $\mathfrak{H}$ в кольцевой катушке, сплошь заполненной веществом.

Подставляя равенства (219) и (220) в формулу (211), мы получаем для *проницаемости*:

$$\mu = \frac{\mathfrak{B}_{-}}{\mathfrak{B}_{|}} = \frac{\mathfrak{H}_{-}}{\mathfrak{H}_{|}}. \quad (221)$$

Для *намагничивания* мы получаем из формулы (212):

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{B}_{-} - \mathfrak{B}_{|} = \mathfrak{H}_{|}\mu_0(\mu - 1), \quad (222)$$

а для *восприимчивости* — из формулы (214):

$$\varkappa = \mu - 1 = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{B}_{|}}. \quad (223)$$

§ 125. Размагничивание. До сих пор в наших опытах практически однородное поле кольцевой катушки было заполнено веществом. При этом напряженность поля $\mathfrak{H}_{|}$ внутри вещества была равна напряженности поля в пустой катушке (формула (220)). Это, однако, отнюдь не имеет места в том случае, когда в магнитном поле имеется только кусок вещества. В этом случае наблюдается явление *размагничивания*: плотность магнитного потока в канале

$$\mathfrak{B}_{|} = \mathfrak{B} - N\mathfrak{J}. \quad (224)$$

Здесь $N\mathfrak{J}$ есть часть плотности магнитного потока, обусловленная идущими в обратном направлении линиями поля, которая должна в силу этого вычитаться из $\mathfrak{B}_{|}$. Эта часть пропорциональна намагничиванию $\mathfrak{J}$, а множитель N учитывает форму куска (табл. 4, стр. 244). Равным образом в этом случае уже не имеет места равенство $\mathfrak{H}_{|} = \mathfrak{H} = \frac{nI}{l}$, а величина $\mathfrak{H}_{|}$, определяется соотношением

$$\mathfrak{H}_{|} = \mathfrak{H} - \frac{N\mathfrak{J}}{\mu_0}, \quad (225)$$

которое с помощью формулы (222) легко привести к виду

$$\mathfrak{H}_{|} = \frac{\mathfrak{H}}{1 + N(\mu - 1)}. \quad (226)$$

Таким образом, при последующем заполнении канала мы будем располагать для намагничивания только ослабленным полем. Иначе говоря, ограниченный в направлении линий поля кусок вещества обладает меньшим намагничиванием, чем кольцеобразно замкнутый кусок. Такое изменение намагничивания называют *размагничиванием*. Количественно здесь имеет место то же, что мы

говорили об электрической деполяризации на стр. 244. В эллипсоидах вращения получают однородное поле и для измерительных целей заменяют вытянутые эллипсоиды вытянутыми цилиндрами.

До сих пор размагничивание казалось нам помехой. Оно может, однако, оказывать нам очень большие услуги. Ограничимся двумя примерами:

I. *Изменение магнитного потока* Φ *с помощью изменения железного замыкания.* Это явление знакомо нам по рис. 189. Теперь

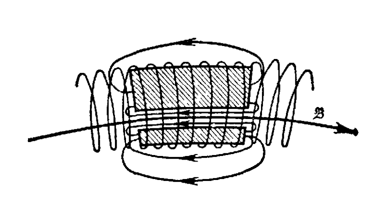


Рис. 349. К возникновению явления размагничивания (ср. с рис. 198).

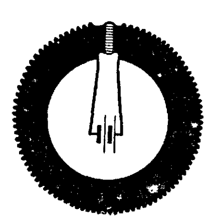


Рис. 350. Схема электромагнита.

мы можем понять его: изменение железного замыкания означает изменение размагничивания.

II. *Электромагнит* (рис. 350). В плоском воздушном зазоре между полюсами напряженность поля очень велика. Причина: воздушный зазор представляет собой поперечную щель, следовательно, напряженность поля в нем определяется выражением

$$\mathfrak{H}_{-} = \mu \mathfrak{H}. \qquad (221)$$

Это означает, что напряженность поля в воздушном зазоре в μ раз больше, чем та, которая имела бы место при отсутствии железа. Это дает возможность получать в электромагнитах с коническими полюсными наконечниками напряженность поля до $4 \cdot 10^5$ *а/м* или *значения плотности магнитного потока (индукции) примерно до* 5 *в·сек/м*$^2 \triangleq 5 \cdot 10^4$ *гс.*

§ 126. Молекулярная магнитная поляризуемость. Для подготовки напомним об определениях, данных в начале § 115. Различие в поведении парамагнитных и диамагнитных веществ уже было качественно пояснено в § 123. Количественное истолкование его имеет очень большое значение для понимания *строения молекул* и, стало быть, для *химии*. Для этого пользуются понятием о молекулярной магнитной поляризуемости. Пусть напряженность поля внутри тела с объемом V равна $\mathfrak{H}_i$. Если мы сообщим телу однородное намагничивание (формула (222))

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{H}_i \mu_0 (\mu - 1),$$

то в силу этого тело получит параллельный направлению поля магнитный момент $\mathfrak{M}$, причем (формула (213))

$$\mathfrak{J}=\frac{\mathfrak{M}}{V}.$$

В атомистической картине общий магнитный момент $\mathfrak{M}$ истолковывают как сумму значений $\mathfrak{m}'$, соответствующих каждой из n молекул. Таким образом,

$$\mathfrak{J}=\frac{\mathfrak{m}'n}{V}=\mathfrak{m}'N_v=m'N\varrho. \qquad (225^*)$$

Объединяя формулы (222) и (225*), получаем:

$$\mathfrak{m}'=\frac{\mathfrak{J}}{N_v}=\frac{\mathfrak{H}_l\mu_0(\mu-1)}{N\varrho}. \qquad (226^*)$$

Эксперимент показывает, что величина μ постоянна, т. е. значения $\mathfrak{m}'$ пропорциональны действующей на молекулы напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}_w$. Поэтому образуют отношение

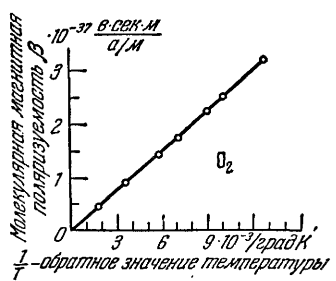


Рис. 351. Влияние температуры на магнитную поляризуемость парамагнитной молекулы O_2.

$$\frac{\mathfrak{m}'}{\mathfrak{H}_w}=\beta \qquad (227)$$

и называют величину β *молекулярной магнитной поляризуемостью.*

В качестве действующей напряженности поля принимают для газов, паров и разбавленных растворов входящую в формулу (222) напряженность поля $\mathfrak{H}_l$, т. е. полагают $\mathfrak{H}_w=\mathfrak{H}_l$. При этом из формулы (226*) получают:

$$\boxed{\beta=\frac{\mu_0(\mu-1)}{N_v}}, \qquad (228)$$

или, вводя восприимчивость $\varkappa=(\mu-1)$:

$$\beta=\frac{\mu_0\varkappa}{N_v}=\frac{\mu_0}{N}\,\frac{\varkappa}{\varrho}=\frac{\mu_0}{N}\chi. \qquad (229)$$

(Например, β в $\frac{в\cdot сек\cdot м}{а/м}$; $\mu=1{,}256\cdot 10^{8}\,\frac{в\cdot сек}{а\cdot м}$; ϱ — плотность, $N=\frac{6{,}02\cdot 10^{26}}{кмоль}$, $\chi=\frac{\varkappa}{\varrho}$ — удельная восприимчивость, § 122,3).

В парамагнитных веществах молекулярная магнитная поляризуемость β с повышением температуры уменьшается (рис. 351).

§ 127. Постоянный магнитный момент $\mathfrak{m}_p$ парамагнитных молекул может быть вычислен из экспериментально определяемой молекулярной магнитной поляризуемости β (ср. (228)). Это и будет показано в настоящем параграфе.

В отсутствие поля все направления $\mathfrak{m}_p$ в результате теплового движения распределены беспорядочно. Усредненная по пространству и по времени сумма магнитных моментов $\mathfrak{m}_p$ равна нулю. Магнитное поле $\mathfrak{H}$ создает, однако, преимущественное направление для моментов $\mathfrak{m}_p$. При усреднении по времени каждая молекула получает определенную компоненту $\mathfrak{m}'$ по направлению поля. Эта компонента составляет некоторую долю x от постоянного момента $\mathfrak{m}_p$, т. е.

$$\mathfrak{m}' = x\mathfrak{m}_p. \tag{230}$$

Эту долю можно вычислить, если допустимо, как это имеет место в газах и разбавленных растворах, пренебречь взаимодействием между отдельными молекулами. В этом случае

$$x \approx \frac{1}{3}\frac{\mathfrak{m}_p \mathfrak{H}_w}{kT_{\text{абс}}} \tag{231}$$

(k — постоянная Больцмана, равная $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *вт·сек/град.* ср. «Механика», § 143).

Таким образом, эта доля, по существу, равна отношению двух значений энергии: работа $\mathfrak{m}_p\mathfrak{H}_w$ должна быть затрачена, чтобы установить носитель магнитного момента $\mathfrak{m}_p$ перпендикулярно к направлению поля; произведение $kT_{\text{абс}}$ есть тепловая энергия, которую может передать ему соударяющаяся с ним молекула. При строгом расчете нужно учитывать не только перпендикулярное положение, но и все возможные направления и произвести усреднение. При этом приближенно и получают численный коэффициент $\frac{1}{3}$.

Сопоставляя формулы (227), (230), (229) и (231), получаем (формула (216), стр. 259):

$$\chi = \frac{1}{3}\frac{\mathfrak{m}_p^2}{kT_{\text{абс}}}\frac{N}{\mu_0} = \frac{\text{const}}{T_{\text{абс}}},$$

т. е. закон Кюри.

Далее сопоставление формул (216) и (229) дает для постоянного магнитного момента молекулы выражение

$$\boxed{\mathfrak{m}_p = \sqrt{\beta \cdot 3kT_{\text{абс}}}.} \tag{232}$$

Пример для молекулы O_2: из таблицы 6 берем значение удельной магнитной восприимчивости $\frac{\varkappa}{\varrho}$ и вычисляем по формуле (229)

ее молекулярную магнитную поляризуемость:

$$\beta = 9 \cdot 10^{-38} \frac{в \cdot сек \cdot м}{а/м}.$$

Подставляя эту величину и значение комнатной температуры $T_{абс} = 293°$ K в формулу (232), находим, что $\mathfrak{m}_p = 3{,}22 \cdot 10^{-29} в \cdot сек \cdot м$. Другие примеры приведены в таблице 7.

Таблица 7

Молекула или ион	NO	O_2	Mn	Fe^{+++}	Ni^{++}	Cr^{+++}
Магнитный момент $\mathfrak{m}_p$, 10^{-29} $в \cdot сек \cdot м$	2,14	3,24	6,77	6,18	3,76	4,44

С помощью этих значений можно вычислить долю x в формуле (230). Ср. аналогичные вычисления в конце § 117.

§ 128. Магнетон. Электрон, обращающийся по круговой орбите радиуса r со скоростью u, обладает вращательным импульсом

$$\mathfrak{G}^* = m(\mathfrak{r} \times \mathfrak{u}) \tag{233}$$

(ср. «Механика», § 51).

Далее, согласно формуле (51) на стр. 101, он создает круговой ток $I = \frac{eu}{l} = \frac{eu}{2\pi r}$, а последний обладает магнитным моментом

$$\mathfrak{m} = \mu_0 \cdot IF = \mu_0 \frac{eu}{2\pi r} r^2 \pi = \frac{\mu_0}{2} l (\mathfrak{u} \times \mathfrak{r}). \tag{234}$$

Отношение

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*} = \frac{\text{магнитный момент частицы}}{\text{вращательный импульс частицы}}. \tag{235}$$

называется *гиромагнитным отношением*.

Сопоставление равенств (234) и (233) дает для электрона на *круговой орбите* значение гиромагнитного отношения

$$\boxed{\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*} = -\frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m} = -1{,}1 \cdot 10^5 \frac{м}{а \cdot сек}} \tag{235a}$$

($\frac{e}{m}$ — удельный заряд электрона, равный $1{,}76 \cdot 10^{11}$ $а \cdot сек/кг$, см. § 150).

Определенное здесь для частного случая гиромагнитное отношение имеет общее значение, если в правую часть равенства ввести некоторый числовой множитель g, называемый «множителем Ланде». Таким образом,

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*} = -\frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m} g \quad \text{или} \quad g = \frac{\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}}{-1{,}1 \cdot 10^5 \frac{м}{а \cdot сек}}. \tag{236}$$

В атомной модели Бора («Оптика», § 188) электрон, обращающийся в атоме водорода по наименьшей стабильной круговой орбите, имеет вращательный импульс

$$\mathfrak{G}^* = \frac{h}{2\pi}.$$

(Квант действия Планка $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *вт·сек²*.)

Поставляя это значение в формулу (235 а), мы можем вычислить элементарный магнитный момент электрона, обращающегося по круговой орбите, или так называемый магнетон Бора:

$$\mathfrak{m}_{\text{Бор}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{e}{m}h = 1{,}15 \cdot 10^{-29}\ в \cdot сек \cdot м\ ^1). \qquad (237)$$

Приведенные в таблице 7 экспериментально определенные значения магнитных моментов по порядку величины равны магнетону Бора, но ни в коем случае не являются его целочисленными кратными. Причины этого отступления от целочисленности будут рассмотрены в главе XXVIII.

§ 129. Измерение постоянных магнитных моментов с помощью вынужденных колебаний. Гиромагнитное отношение $\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}$ (формула (236)) может быть измерено с помощью вынужденных колебаний. Оно дает значения постоянного парамагнитного момента для атомов, атомных ядер и элементарных частиц, если заранее (например, из оптических наблюдений) известен их вращательный импульс $\mathfrak{G}^*$. Если это не имеет места, то мы получаем, по крайней мере, значения множителя Ландé g, определяемого формулой (236). Поясним принцип этих измерений.

Для того чтобы возбудить вынужденные колебания *конического* маятника, являющегося «резонатором», с помощью мотора, являющегося «возбудителем», мотор должен с помощью эксцентрика перемещать точку подвеса по *окружности*. Но если тело маятника представляет собой *волчок* с вращательным импульсом $\mathfrak{G}^*$, то достаточно перемещать точку подвеса вперед и назад *по прямой линии*. При этом в зависимости от разности фаз между возбудителем и резонатором последний будет либо воспринимать энергию от возбудителя, либо передавать ему свою энергию. При поглощении энергии амплитуда резонатора (т. е. угол открытия конуса) будет возрастать, а при отдаче энергии — уменьшаться. В случае резонанса получаемая или отдаваемая резонатором энергия достигает максимума.

---

[1]) Часто пользуются также произведением магнетона Бора на удельное число молекул $N = 6{,}02 \cdot 10^{26}$ на киломоль, т. е. величиной

$$N\mathfrak{m}_{\text{Бор}} = 6{,}93 \cdot 10^{-3}\ \frac{в \cdot сек \cdot м}{кмоль}. \qquad (237а)$$

На рис. 352 показаны вынужденные колебания волчка, являющегося коническим маятником. Существенной частью этой установки для демонстрационного опыта является опирающийся на сферическую выемку волчок, которому небольшой стержнеобразный магнит NS сообщает некоторый магнитный момент.

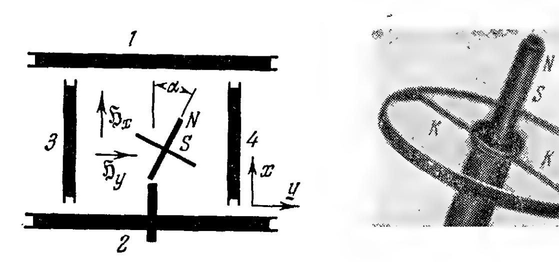


Рис. 352. Демонстрация вынужденных колебаний волчка с частотой прецессии ω_p. В действительности расстояние между катушками 1 и 2 и между катушками 3 и 4 равно половине диаметра этих катушек («катушки Гельмгольца», создающие в центре однородное магнитное поле). Справа показано мгновенное изображение проекции волчка на экран. K — радиальные подводящие каналы для сжатого воздуха, который вытекает по касательной. Сделанная из нейлона опора с выемкой (подпятник) для полой оси волчка находится ниже рисунка. Каждая из катушек имеет около 500 витков проволоки толщиной в 0,4 *мм*. В центре вертикального магнитного поля $\mathfrak{H}_a = 6{,}60\ 10\ l/m$, а в центре горизонтального магнитного поля $\mathfrak{H}_y = 3{,}65\ 10\ l/m$. Частота вращения волчка около 300 оборотов в секунду, его магнитный момент $\mathfrak{M} = 7 \cdot 10^{-8}$ *в·сек·м*.

Опора со сферическим углублением и ось волчка сделаны полыми; они дают возможность подводить к боковым стенкам волчка сжатый воздух через два радиальных канала в круглом диске. Вытекающий по касательной к волчку воздух сообщает ему постоянный во времени вращательный импульс $\mathfrak{G}^*$.

Вертикальное магнитное поле $\mathfrak{H}_x$ (создаваемое плоскими катушками поля 1 и 2) действует на намагниченный стержень с вращающим моментом $\mathfrak{M}_{мех} = \mathfrak{M}\mathfrak{H}_x \sin\alpha$. Последний складывается с вращательным моментом, создаваемым весом маятника, в результирующий момент $\mathfrak{M}_r$ и маятник начинает обращаться вокруг вертикали с частотой прецессии $\omega_p = \frac{\mathfrak{M}_r}{\mathfrak{G}^*}$ и амплитудой α. В зависимости от соотношения фаз энергия резонатора (т. е. угол открытия конуса) будет увеличиваться или уменьшаться. Резонанс, т. е. наибольшее поглощение или наибольшая отдача энергии, будет иметь место тогда, когда круговая частота горизонтального магнитного поля становится равной круговой частоте прецессии волчка ω_p. Частота горизонтального магнитного поля равна той частоте, с которой мы от руки при помощи реостата изменяем ток в катушках поля 3 и 4.

С помощью такого прецессирующего волчка гораздо удобнее демонстрировать поглощение или отдачу энергии резонатором, чем с помощью вращающегося маятника на рис. 351 в «Механике», так как здесь ω_p значительно меньше, чем круговая частота вращающегося маятника.

В этом демонстрационном опыте частота ω_p еще наблюдается непосредственно, а не обнаруживается с помощью вынужденных колебаний. Последнее становится необходимым только при описываемом ниже применении.

От этого демонстрационного опыта можно перейти к установке для измерения гиромагнитных отношений парамагнитных молекул, описанной в подписи к рис. 353 а. Магнитное поле $\mathfrak{H}_x$ большого электромагнита в отмеченной пунктиром круговой области направлено перпендикулярно к плоскости рисунка. Магнитное поле $\mathfrak{H}_y$ создается стоячими волнами в измерительной камере A. Ход

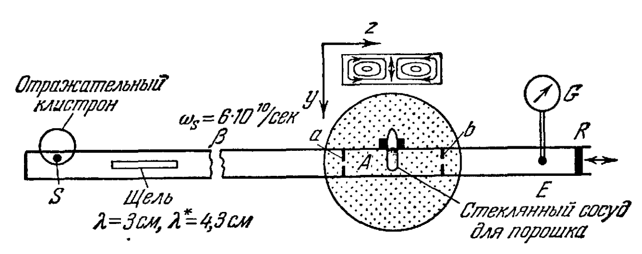


Рис. 353а Экспериментальная установка для измерения гиромагнитного отношения парамагнитных молекул. Передатчик S, как на рис. 318, приемник E как на рис. 300. О прямоугольном волноводе с сечением $2{,}25\times 1$ см² и длинах волн λ и λ* см. § 104. Щель служит для вдвигания изолирующей пластинки, если нужно ослабить волну. В разрыв β можно включить изогнутый на 90° кусок волновода, если плоскости магнитных полюсов, как это обычно имеет место вертикальны. Клистрон можно применять только в вертикальном, т. е. перпендикулярном к плоскости рисунка, положении.)

линий магнитного поля в этой камере показан в верхней части рисунка. Стоячие волны создаются бегущими волнами, которые подводятся к камере по прямоугольному волноводу. Они входят и выходят через небольшие отверстия a и b. Выйдя из b, бегущие волны достигают отражателя R, который превращает их в стоячие. В первой пучности стоячей волны помещается приемник E, представляющий собой короткую проволоку, соединенную через кристаллический выпрямитель (детектор) с гальванометром G. Отклонение гальванометра является косвенной мерой мощности волн, достигающих рефлектора. Исследуемое вещество, например порошок сульфата меди, помещается в небольшой стеклянной трубке в измерительную камеру.

В нашем модельном опыте круговая частота резонатора (волчка) ω_p оставалась постоянной, а изменялась круговая частота возбудителя (магнитного поля $\mathfrak{H}_y$)ω_p. Здесь происходит обратное; частота возбудителя (магнитное поле $\mathfrak{H}_y$) остается постоянной, а периодически меняется собственная частота резонатора. Для этого достаточно только менять магнитное поле $\mathfrak{H}_x$.

В начале опыта фазы прецессии волчка статистически распределены по отдельным молекулам. При резонансе часть молекул должна отсасывать энергию из поля, устанавливаться своим магнитным моментом антипараллельно магнитному полю $\mathfrak{H}_x$ (т. е. $\alpha = 180°$) и, следовательно, переходить на «более высокий энергетический уровень». Другая часть молекул должна отдавать энергию, устанавливаться параллельно полю $\mathfrak{H}_x$ и, таким образом, переходить на «более низкий энергетический уровень». Равновесие наступает тогда, когда на обоих уровнях находится одинаковое число молекул. Когда это равновесие достигнуто, то обмен энергией между волнами и молекулами прекращается и волны проходят от передатчика S к приемнику E без ослабления. Мы пришли, таким образом, к пункту, имеющему решающее значение: молекулы могут длительно поглощать энергию лишь в том случае, когда, находясь на верхнем энергетическом уровне, они каким-то образом отдают ее в окружающую среду, например передают ее в виде тепла кристаллической решетке. Только при этом условии может происходить ослабление (т. е. поглощение) волн при прохождении через резонаторы в измерительной камере.

У сульфата меди передача энергии решетке велика, мы получаем широкую резонансную кривую (рис. 353б). Ее максимум

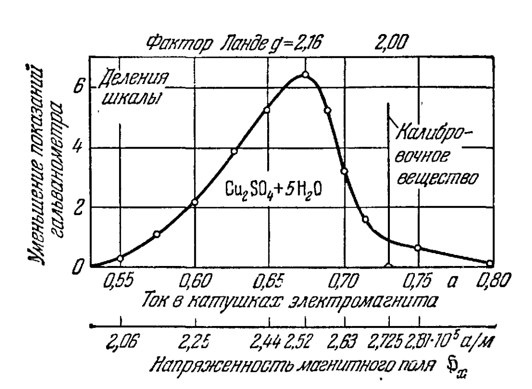


Рис. 353б. Гиромагнитный резонанс в Cu_2SO_4. Резонансная кривая калибровочного вещества (α,α-дифенил-β-пикрилгидразила) уменьшена втрое и изображена в виде линии, так как она очень узка. В качестве калибровочного вещества можно также употреблять обожженный сахар.

соответствует значению напряженности поля $\mathfrak{H}_x = 2{,}52 \cdot 10^5$ *а/м*. При этой напряженности поля круговая частота резонаторов ω_p равна круговой частоте передатчика ω_s, т. е. $\omega_p = \omega_s = \frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{J}^*} \mathfrak{H}_x$.

Отсюда мы получаем для гиромагнитного отношения значение

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=\frac{\omega_s}{\mathfrak{H}_x}=\frac{6\cdot 10^{10}\ сек^{-1}}{2{,}52\cdot 10^5\ а/м}=2{,}38\cdot 10^5\frac{м}{а\cdot сек},$$

которое, согласно формуле (236), дает значение множителя Ланде $g=2{,}16$[1]).

§ 129а. Вставка: частота как вспомогательная величина при косвенных измерениях. Поле электромагнита можно измерить обычным способом при помощи индукционной катушки. Однако этот старый способ далеко уступает по точности современным косвенным методам. При косвенных измерениях вместо интересующей нас величины измеряют другую *вспомогательную* величину, функционально связанную с искомой, в простейшем случае — пропорциональную ей. Такой вспомогательной величиной, особенно удобной для измерения, является *частота*. Приведем три примера:

1. *Косвенное измерение напряженности магнитного поля.* Заменим на рис. 353а порошкообразный сульфат меди порошком дифенилпикрилгидразила, для которого гиромагнитное отношение $\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=\frac{\mu_0}{2}\frac{e}{m}\,2{,}00$ известно очень точно. Для этого вещества гиромагнитный резонанс имеет место при значении напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}_x=2{,}725\cdot 10^5$ *а/м*. Резонансная кривая для этого калибровочного вещества исключительно узка (рис. 353б), и поэтому точка абсциссы, которой соответствует указанное значение напряженности магнитного поля, может быть определена очень точно.

Ток в катушке поля и соответствующая ему напряженность магнитного поля электромагнита также пропорциональны друг другу, если ограничиться достаточно малой областью значений напряженности поля. Легко поэтому определить с большой точностью и масштаб на оси абсцисс.

Такой косвенный метод измерения величин, характеризующих поле, сводящийся к измерению частоты, по точности превосходит все прямые методы измерения этих величин на несколько порядков величины. В качестве *нормали частоты* для прецизионных измерений в настоящее время принимается гиромагнитная резонансная частота протона, пропорциональная напряженности поля $\mathfrak{H}_x$.

2. *Косвенное измерение скорости.* Для того чтобы получить из скорости пропорциональную ей частоту, можно, например, воспользоваться установкой изображенной на рис. 354а, представляющем собой уменьшенное воспроизведение рис. 405 «Механики». Волновой цуг падает на отражатель R в направлении, указанном стрелкой. Отражатель перемещается в том же направлении со скоростью u, которая мала по сравнению со скоростью распростра-

---

[1]) Описанный в этом параграфе метод исследования парамагнитных свойств молекул получил в литературе название метода *электронного парамагнитного резонанса* (или в общепринятом сокращении метода ЭПР). Этот метод был предложен в 1945 г. Е. К. Завойским. Благодаря своей исключительной чувствительности и возможности весьма разнообразных применений он получил в последние годы чрезвычайно широкое распространение в химии и кристаллографии, особенно при изучении процессов, связанных с образованием свободных радикалов, обладающих парамагнитным моментом, а также при исследованиях структуры молекул и кристаллов. Метод ЭПР получил также очень важные и интересные применения в физико-химической биологии как для исследования магнитных свойств важнейших биополимеров (белков и нуклеиновых кислот) и других важных биологических веществ, так и при изучении процессов, в которых образуются свободные радикалы или свободные электроны (например, фотосинтеза).— *Прим. перев.*

нения волн i. При этом за отражателем следует интерференционное поле (область стоячих волн), представляющее как бы связанную с отражателем широкую ленту, на которой отмечены реперы (узлы волны), отстоящие друг от друга на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$. Если через неподвижную точку наблюдения, например точку a, за время t проходит n таких реперов, то $\frac{n}{t}$ есть частота чередования узлов в их последовательности и

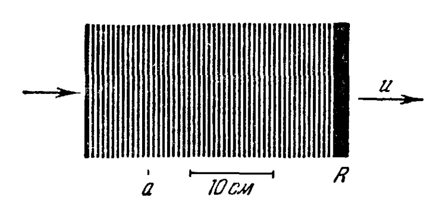


Рис. 354а К косвенному измерению скорости u с применением частоты n/t в качестве вспомогательной величины Каждая интерференционная полоса перемещается за время t на n промежутков между полосами. Вместе с тем это простая демонстрация эффекта Доплера и большого спектрального разрешения, которое он дает: $\frac{\nu}{\Delta\nu}=\frac{c}{u}=\frac{2c}{\lambda}\frac{t}{n}$.

$$u=\frac{\lambda}{2}\cdot\frac{n}{t}.$$

С помощью такого метода можно измерить, например, скорость движущегося вагона или автомобиля. Для облучения пользуются короткими электрическими волнами. Шкала прибора, по которой измеряют частоту узлов $\frac{n}{t}$ должна быть соответствующим образом прокалибрована, чтобы можно было прямо отсчитывать по ней искомую скорость.

3. *Косвенные методы измерения электрического напряжения с применением частоты в качестве вспомогательной величины.* Так устроены, например, современные вольтметры без стрелки и шкалы. Они рассчитаны на область значений напряжения от 0,01 до 999 *в*. Искомое напряжение показывается светящимися цифрами или отпечатывается на движущейся ленте.

§ 130. Вращательный импульс (спин) электрона и его постоянный магнитный момент. Вернемся снова к § 47. Там мы впервые встретились с явлениями, которые мы теперь называем гиромагнитными: ферромагнитное тело при намагничивании получает не только определенный магнитный момент, но и некоторый механический вращательный импульс. Обе эти величины аддитивно складываются из магнитных моментов $\mathfrak{m}$ и вращательных импульсов $\mathfrak{G}^*$ каждого из участвующих в процессе электронов.

В § 128 мы определили гиромагнитное отношение следующим образом:

$$\text{гиромагнитное отношение}=\frac{\text{магнитный момент электрона } \mathfrak{m}}{\text{вращательный импульс электрона } \mathfrak{G}^*}. \quad (235)$$

Чтобы экспериментально определить это отношение для ферромагнитного вещества, нужно только проделать опыт, изображенный на рис. 145, строго количественно.

Для этого поступают следующим образом. Пусть момент инерции стержня есть Θ. При намагничивании стержень получает вращательный импульс $n\mathfrak{G}^*=\omega_0\Theta$. Здесь $n\mathfrak{G}^*$ есть вращательный импульс всех n, участвующих в процессе электронов. Стержень выходит из положения покоя с максимальной угловой скоростью ω_0 и совершает баллистическое отклонение на угол α_0. Значение ω_0 можно получить из соотношения $\alpha_0=\frac{\omega_0}{\omega}$, где ω есть круговая

частота стержня, подвешенного в качестве крутильного маятника. После измерения вращательного импульса $n\mathfrak{G}^*$ стержень вынимают из катушки и измеряют его остаточный магнитный момент $\mathfrak{M}=n\mathfrak{m}$, например так, как это показано на рис. 192.

Такого рода измерения привели к следующему результату:

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=-2{,}2\cdot 10^5\ \frac{в\cdot сек\cdot м}{кг\cdot м^2/сек}.$$

Это — вдвое больше того значения, которое соответствует *обращению* одного электрона по круговой орбите (§ 128). Поэтому в формулу (235) нужно ввести множитель Ланде $g=2$. Это означает, что по экспериментальным данным для электрона в ферромагнитных веществах

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=-\frac{\mu_0}{2}\frac{e}{m}2=-\mu_0\frac{e}{m}.$$

Это экспериментально полученное значение соответствует электрону, центр тяжести которого находится в покое. Таким образом, *электрон обладает некоторым магнитным моментом даже и тогда, когда центр тяжести его покоится.* Электрон представляет собой элементарную частицу. Поэтому можно сделать предположение, что его магнитный момент $\mathfrak{m}=\mathfrak{m}_{Бор}$. При таком допущении электрон с покоящимся центром тяжести должен обладать в направлении своего магнитного момента вращательным импульсом

$$\boxed{\mathfrak{G}^*=\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}.} \qquad (238a)$$

Пространственное квантование («Оптика», § 192, опыт Штерна — Герлаха) подтверждает это допущение экспериментально.

Указанный выше вращательный импульс электрона с покоящимся центром тяжести коротко называют «спином» электрона[1]). В качестве его причины следует рассматривать вращательное движение заряда электрона.

Опыт, показанный на рис. 145, был связан с картиной молекулярных токов. Он должен был качественно показать, что ферромагнетизм основан на круговых движениях электронов. Его количественная обработка значительно углубила наши знания об электронах и привела к открытию двух новых величин, характеризующих элементарные заряды: «спина», или вращательного импульса $\mathfrak{G}^*$, и постоянного магнитного момента $\mathfrak{m}$. Это значительно углубило наше понимание ферромагнитных явлений, что будет показано подробнее в главе XXVIII, и приведет нас также к объяснению явления магнитострикции, которое мы лишь внешне вкратце опишем в § 131.

---

[1]) От английского to spin — вращаться.— *Прим. перев.*

§ 130а. К атомистическому истолкованию диамагнитной поляризации. Ларморовское вращение. В диамагнитных атомах пары электронов в атомных оболочках вращаются в противоположных направлениях и потому не создают магнитного момента. Последний возникает только в результате индукции при внесении атомов в магнитное поле (стр. 260).

На рис. 354б заштрихована экваториальная плоскость плоской модели атома. Ось симметрии атома A образует с направлением магнитного поля (стрелка $\mathfrak{B}$) некоторый угол ϑ. Пусть в момент, изображенный на рисунке, электрон находится на расстоянии r_n от стрелки $\mathfrak{B}$, направленной по полю. Для простоты допустим, что после включения поле нарастает с течением времени по линейному закону и достигает своего максимального значения $\mathfrak{B}$ через время Δt. Во время нарастания поля применимо равенство (63), стр. 118. Это означает, что вдоль окружности $2\pi r_n$ напряженность индуцированного электрического поля

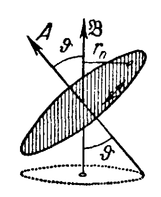


Рис. 354б К возникновению ларморовского вращения Двойная стрелка указывает на то, что в диамагнитных атомах электроны вращаются попарно в противоположные стороны.

$$\mathfrak{E} = \frac{\dot{\mathfrak{B}}}{2} \frac{r_n^2 \pi}{r_n \pi} = \frac{r_n}{2} \dot{\mathfrak{B}}.$$

Это поле сообщает электрону ускорение

$$b = \frac{\mathfrak{E} e}{m} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} r_n \dot{\mathfrak{B}},$$

под влиянием которого электрон приобретает за время Δt скорость по окружности

$$u = \frac{1}{2} \frac{e}{m} r_n \mathfrak{B}$$

и угловую скорость

$$\omega = \frac{u}{r_n}.$$

Таким образом,

$$\omega_{\text{лармор}} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \mathfrak{B}. \qquad (239)$$

Эта угловая скорость (или соответствующая круговая частота) называется ларморовской по имени исследователя, открывшего ее. Она не зависит от радиуса r_n, т. е. одна и та же для всех элементарных зарядов атома. В силу этого все элементарные заряды совместно, т. е. весь атом в целом, приходят во вращение вокруг направления магнитного поля. При этом для наблюдателя, которого мы можем представить себе находящимся в центре атома, квантовые траектории электронов не изменятся.

Согласно формуле (234), ларморовское вращение сообщает атому, содержащему n электронов, магнитный момент

$$n\mathfrak{m} = n\frac{2}{3}\frac{\mu_0}{4}\frac{e^2r^2}{m}\mathfrak{B} = 5{,}86\cdot 10^{-15}\,\mathfrak{m}n\mathfrak{B}r^2. \qquad (240)$$

Множитель 2/3 учитывает тот факт, что входящая в формулу величина r^2 представляет собой среднее значение для всех n электронов. Разделив полученный магнитный момент на напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}_w$, мы получим молекулярную поляризуемость диамагнитных молекул, которая была определена равенством (227). Таким образом,

$$\beta = \frac{n\mathfrak{m}}{\mathfrak{H}_w} = \frac{n}{6}\frac{\mu_0^2 e^2}{m}r^2 = \left(7{,}36\cdot 10^{-21}\frac{в\cdot сек}{a}\right)r^2. \qquad (241)$$

Подставляя сюда экспериментально определенные значения β, мы получаем для r значения порядка 10^{-10} *м*. Большего нельзя было и требовать.

§ 131. Магнитострикция. На рис. 355 изображен закрепленный слева никелевый стержень, находящийся в однородном магнитном поле длинной катушки. При возбуждении поля длина

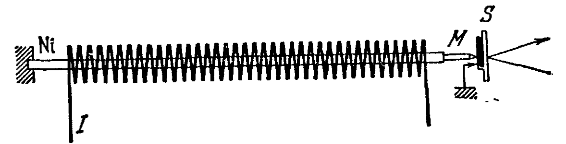


Рис. 355. Опыт для демонстрации магнитострикции. Длина никелевого стержня Ni равна 40 *см*, *M* — удлиняющий стержень из меди, *S* — вращающееся зеркало с магнитным креплением. Длина катушки поля 40 *см*; $n/l = 1000/м$; $I = 16$ *а*, $\frac{\Delta l}{l} = -2{,}5\cdot 10^{-5}$.

стержня немного меняется. Это изменение длины легко обнаружить с помощью зеркальца и светового указателя. Такое изменение формы тела при его намагничивании называется магнитострикцией. Магнитострикция считается положительной, если она приводит к удлинению стержня. Технически это явление используется для создания как звуковых излучателей, так и звуковых приемников, особенно при передаче звука в воде.

XV. МЕХАНИЗМ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ГАЗАХ ПРИ НОРМАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ

§ 132. Предварительное замечание. Электрические заряды имеют атомистическую структуру. Существуют элементарные электрические заряды обоих знаков с величиной $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ *а·сек* (§ 33). Элементарные заряды, всегда связанные с массой, играют фундаментальную роль в строении всякого вещества. Это сейчас общеизвестно. Однако эти факты были установлены только благодаря экспериментальному исследованию токов проводимости.

Механизм проводимости в газах и жидкостях будет разобран в главах XV—XVIII. Процессы электропроводности в твердых телах будут освещены в 4-й части этой книги.

§ 133. Механизм проводимости в модельных опытах. До сих пор мы рассматривали электрические токи в проводниках только как перемещение зарядов. Мы сознательно воздерживались от всякого рода более детальных высказываний: могли перемещаться либо только отрицательные заряды в *одном* направлении, либо только положительные—в противоположном, либо и те и другие. Мы ничего не говорили и о скорости их перемещения и т. п. Все эти вопросы мы теперь должны рассмотреть в их общей связи. При этом мы одновременно придем к важным заключениям об элементарных зарядах.

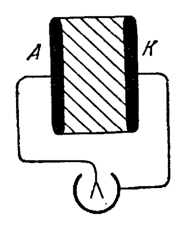


Рис. 356. Обнаружение проводимости при распаде поля.

Экспериментально мы наблюдали до сих пор процесс проводимости в двух различных установках:

а) *Проводимость при распаде поля*, как на рис. 356. Обе пластины конденсатора соединяются каким-нибудь проводящим телом, которое на рисунке отмечено штриховкой. Это — основной опыт, знакомый нам по рис. 60. С помощью вольтметра мы наблюдаем при этом спадание напряжения.

б) *Проводимость при длительно идущем (стационарном) токе*, как на рис. 357. Здесь также пластины конденсатора постепенно

теряют свои заряды из-за того, что они соединены проводником. Однако эти потери непрерывно возмещаются каким-нибудь источником тока (например, батареей, динамомашиной или электростатической машиной), благодаря чему поле и напряжение поддерживаются постоянными. Прибор измеряет ток, необходимый для пополнения заряда на пластинах.

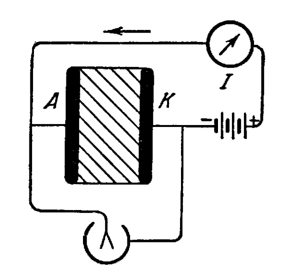


Рис. 357 Обнаружение проводимости при длительном токе Стрелкой отмечено условное направление тока I от + к —.

В обоих случаях пластины конденсатора, или границы поля, называют *электродами*. Положительный электрод называют *анодом*, отрицательный — *катодом*. Эти названия общеприняты для всех случаев процессов проводимости.

Обе эти установки позволяют без труда воспроизвести два фундаментальных процесса, лежащих в основе всякой проводимости. Они состоят в следующем:

I. Атомы электричества должны выходить из одного электрода и переходить к другому.

II. Внутри проводника, т. е. в пространстве между электродами, находится одинаковое количество зарядов того и другого знака и любого происхождения. Положительные заряды тем или иным способом доходят до отрицательного электрода, а отрицательные — до положительного.

Проще всего можно осуществить оба эти процесса, перенося атомы электричества на каком-нибудь «носителе». Грубейшей формой такого «носителя» является хорошо знакомая нам ложечка с янтарной ручкой (рис. 52). С ее помощью мы воспроизведем оба указанных выше процесса в модельном опыте.

Для пояснения первого случая будем двигать ложечку попеременно от одного электрода к другому (в заштрихованной области рис. 356 и 357). При включении по схеме рис. 356 стрелка вольтметра будет спадать, поле в конденсаторе исчезает. При включении по схеме рис. 357 показания вольтметра остаются постоянными, но амперметр (зеркальный гальванометр) обнаруживает некоторый ток I при каждом движении носителя в ту или иную сторону. Воздух в конденсаторе уже не является изолятором. Между его невидимыми молекулами перемещается отдельный грубый носитель электричества, и вследствие этого воздух становится «проводящим».

Ток I нетрудно вычислить. Пусть носитель содержит количество электричества q и за время t проходит путь l между электродами N раз. При этом он переносит с одного электрода на другой количество электричества Nq, и одновременно через амперметр идет ток

$$I = \frac{Nq}{t}. \quad (242)$$

Пример: $\frac{N}{t}=3$ *сек*$^{-1}$; q на ложечке $6\cdot10^{-10}$ *а·сек* (ср. § 2); $I=2\cdot10^{-9}$*а*.

Введем в это равенство скорость носителя u и расстояние между пластинами l. Имеем:

$$u=\frac{Nl}{t} \quad \text{и} \quad \frac{N}{t}=\frac{u}{l}, \tag{243}$$

откуда вытекает уже знакомое нам соотношение (формула (51), стр. 101)

$$\boxed{I=\frac{qu}{l}}. \tag{244}$$

При наличии нескольких носителей под q следует понимать их общий заряд.

Для пояснения второго случая введем в воздушное пространство между пластинами две соприкасающиеся ложечки (рис. 358) и раздвинем их в поле. При этом в результате *электростатической индукции* оба носителя заряжаются одинаково, но зарядами противоположного знака. Происхождение носителей и зарядов на них не имеет для нас никакого значения.

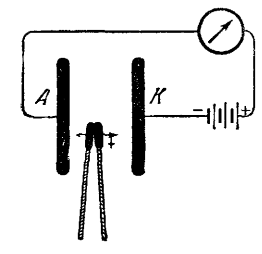


Рис. 358 Опыт, моделирующий ток проводимости с помощью очень грубых, передвигаемых от руки носителей электричества. Гальванометр, как на рис. 75.

Будем теперь перемещать положительный носитель к отрицательному электроду, а отрицательный к положительному, повторяя этот процесс с другими парами носителей произвольное число раз. Мы будем наблюдать при этом ток около 10^{-9} *а*.

Соотношение (51) сохраняет при этом свою силу. Нужно только считать, что u — сумма скоростей положительного и отрицательного носителей, так что

$$I=q\frac{(u_{+}+u_{-})}{l} \tag{245}$$

(q — заряд *одного* знака).

Теперь представим себе, что *одна* пара носителей разделилась на большое число n таких пар. Пусть каждый отдельный носитель несет z элементарных зарядов, т. е. заряд ze или $z\cdot1{,}6\cdot10^{-19}$*а·сек*. Проводник в целом должен быть нейтрален; следовательно, общий заряд всех положительных носителей $q=n\cdot ze$ должен быть равен общему заряду всех отрицательных носителей. Согласно формуле (245), эти носители дают ток

$$I=\frac{[(nzeu)_{+}+(nzeu)_{-}]}{l}. \tag{246}$$

Для случая носителей только одного знака и $z=1$ плотность тока

$$j=\frac{I}{F}=N'_v eu \qquad (247)$$

($N'_v=\frac{n}{Fl}=\frac{n}{V}$ — плотность числа носителей заряда).

Эти два модельных опыта касаются самого существа дела. Они нуждаются еще в более детальном обосновании, так как может показаться, что имеется существенное различие между ними и обычными процессами проводимости.

1. В модельных опытах в воздухе первоначально не было заряженных носителей Мы вводили их извне и сами заряжали их. В этом случае можно коротко говорить о *несамостоятельной* проводимости. Однако эта черта — «несамостоятельность» проводимости — является общей и для наших модельных опытов и для многих случаев проводимости в газообразных, жидких и твердых телах. Многие из этих тел сами по себе не являются проводниками, мы должны вносить в них извне носители электричества и этим создавать и поддерживать ток. «Самостоятельная» проводимость, имеющая место, например, в металлах, не является общим правилом.

2. В модельных опытах перемещение носителей можно наблюдать невооруженным глазом. В проводниках такой случай является редким, но все же встречается.

3. В проводниках носители перемещаются *под действием поля*, которое создает определенные, действующие на них силы (рис. 102 и формула (17)). В модельных опытах носители приобретают скорость *независимо от поля*, в наших примерах они приводятся в движение рукой.

Здесь имеется фактическое, но далеко *не существенное* различие. Мы устраним его в § 135, уточнив наши опыты.

§ 134. Два основных факта, касающихся процесса проводимости, следует запомнить в силу их особо важного значения.

1. Прибор для измерения тока обнаруживает ток отнюдь не только тогда, когда носители достигают электродов, но и *во все время* их движения. Прибор реагирует на всякое изменение электрического поля между электродами, или, коротко, на всякий *ток смещения*.

2. Для измерителя тока оба процесса движения носителей, схематически изображенные на рис. 359 и 360, равноценны.

На рис. 359 оба партнера одной пары носителей с зарядами $+q$ и $-q$ в совокупности перемещаются на отрезок l.

На рис. 360 мы имеем n пар носителей с зарядами $+q$ и $-q$. Положительные и отрицательные носители движутся как две марширующие навстречу друг другу колонны и смещаются друг

относительно друга только на небольшой отрезок $\frac{l}{n}$, т. е. на n-ю долю всего расстояния между электродами. При этом в каждой колонне передний носитель лишается своего партнера и подводится к ближайшему электроду вместе со своим зарядом q. Такое положение можно наблюдать прежде всего при проводимости в жидкостях.

Сказанным о модельных опытах мы ограничимся. Теперь мы будем разбирать подробно и в отдельности процессы проводимости

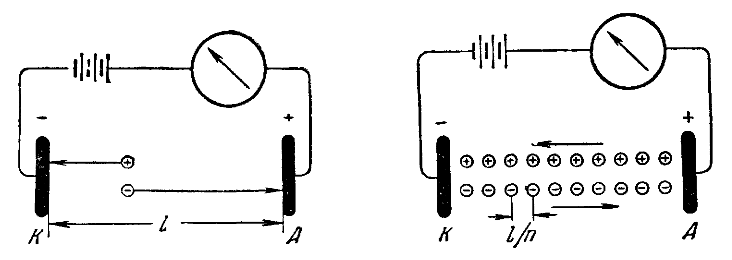


Рис. 359 и 360. Два различных типа проводимости.

в различных телах. Наблюдения должны дать нам возможность сделать заключения о характере, числе, происхождении и скорости носителей.

§ 135. Несамостоятельная проводимость в комнатном воздухе с видимыми носителями. Объяснение закона Ома. В § 133 мы пользовались в качестве носителя электричества ложечкой, которую мы передвигали от руки между молекулами воздуха. Это было неудовлетворительно. Поэтому мы повторим теперь оба опыта I и II (стр. 279) в несколько более тонком варианте.

На рис. 361 осуществлен случай I: атомы электричества снимаются носителями с электродов и переносятся ими к противоположным электродам. В качестве носителей применяются пылинки алюминиевой краски. Двигаясь взад и вперед в поле, они образуют серебристое мерцающее облако. Чем плотнее это облако, тем сильнее ток.

На рис. 362 осуществлен случай II: в пространство между электродами вводится одинаковое количество положительно и отрицательно заряженных носителей, которые притягиваются к электродам. Электроды совместно образуют *цилиндрический* конденсатор. В качестве носителей применяются крупинки серы (—) и манной крупы (+). Заряд на них создается процессом *электризации при трении*. Оба порошка вдуваются струей воздуха через металлическое сопло пульверизатора D. Прикосновение к стенкам и к краю сопла создает на них заряды. Гальванометр показывает удивительно постоянный ток около 10^{-8} *а*.

Дадим току проходить в течение нескольких минут в одном направлении, как это показано на рис. 362, а затем откроем конденсатор. Мы увидим, что поверхность внутреннего цилиндра — катода — равномерно покрыта слоем крупы, а внутренняя поверхность внешнего цилиндра — анода — таким же слоем серы. Носители электричества, отдав свою ношу — атомы электричества,—

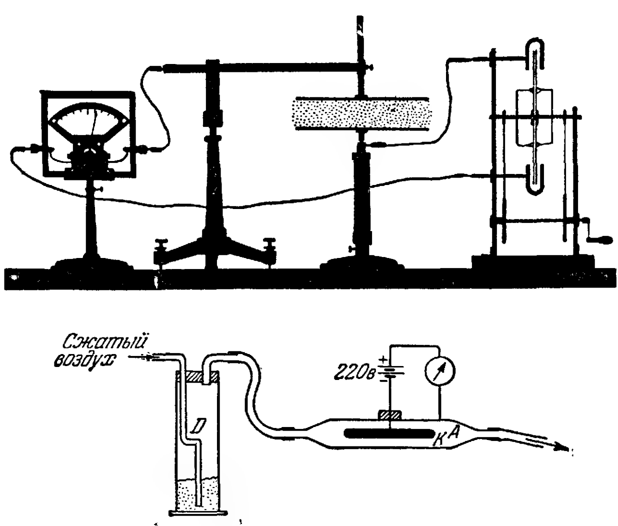


Рис. 361 и 362. Электропроводность воздуха с пылевидными носителями электричества. На рис. 361 носителями являются частицы алюминиевого порошка, схематически изображенные точками. На рис. 362 струя воздуха с заряженными частицами пыли продувается через цилиндрический конденсатор. В этом случае употребляется такой же гальванометр, как на рис. 75.

пристали к границам поля, или к электродам. Выражаясь шутливо, можно сказать, что мы получили «гальванопластическое покрытие манной крупой или соответственно серой», подобно тому как с помощью электролиза осуществляют никелирование и т. п. (ср. § 145).

Под отдачей заряда мы с атомистической точки зрения понимаем в случае положительных и отрицательных носителей формально одно и то же. Отрицательный носитель отдает свои излишние электроны. Положительный носитель вытягивает электроны из металлических электродов и пополняет таким образом свой запас электронов.

В целом описанные опыты не являются уже модельными. Это —подлинная, несамостоятельная проводимость воздуха, и притом с хорошо видимыми носителями.

Этот опыт позволяет еще дальше разъяснить механизм несамостоятельной проводимости. Этой цели служит важный экспе-

риментальный результат: повторим наш опыт не с напряжением в 220 *в*, а с меньшим напряжением. Мы увидим, что ток и напряжение пропорциональны. В созданных нами условиях справедлив закон Ома. До сих пор мы были знакомы с законом Ома только применительно к металлическим проводникам при постоянной температуре (стр. 29). Здесь мы встречаемся с другим особым случаем его применимости. Это важно для нас, так как дает возможность естественного истолкования этого простого закона.

Для того чтобы упростить геометрические соотношения, представим себе, что опыт с пылевидными носителями электричества выполнен в пластинчатом конденсаторе. Цилиндрическая форма конденсатора на рис. 362 ведь нужна была нам только для того, чтобы обеспечить более равномерное продувание струи воздуха с пылинками.

Ток, создаваемый перемещающимися пылевидными носителями электричества, равен

$$I = \frac{[(nzeu)_+ + (nzeu)_-]}{l}$$

(n — число носителей, ze — заряд одного носителя, u — его скорость, l — расстояние между электродами).

Образуем отношение $\frac{I}{U}$ (величину, обратную сопротивлению) и введем напряженность поля $\mathfrak{E} = \frac{U}{l}$. Тогда из равенства (247) вытекает:

$$\frac{I}{U} = \frac{\left[\left(\frac{nzeu}{\mathfrak{E}}\right)_+ + \left(\frac{nzeu}{\mathfrak{E}}\right)_-\right]}{l^2}. \qquad (248)$$

Теперь дадим отношению скорости носителя u к напряженности поля $\mathfrak{E}$ свое название, вводя определение

$$\text{подвижность носителя } v = \frac{\text{скорость носителя } u}{\text{напряженность поля } \mathfrak{E}}. \qquad (249)$$

(Единица, например, $\frac{м/сек}{в/м}$.)

С введением понятия подвижности равенство (248) принимает вид

$$\frac{I}{U} = \frac{[(nzev)_+ + (nzev)_-]}{l^2}, \qquad (250)$$

или, если ввести плотность числа носителей $N'_v = \frac{n}{v} = \frac{n}{Fl}$,

$$\frac{I}{U} = [(N'_v zev)_+ + (N'_v zev)_-] \frac{F}{l}. \qquad (251)$$

В этом заключается фактическое содержание закона Ома; в случае электропроводности с пылевидными носителями отношение $\frac{I}{U}$ имеет *постоянное* значение, ток и напряжение пропорциональны друг другу. Из равенства (250) видно, что это обусловлено выполнением следующих двух условий.

Первое: произведение (nze), т. е. общий заряд носителей одного знака, остается постоянным, оно не изменяется заметно в результате ухода носителей из поля.

Второе: подвижности v_+ и v_- остаются постоянными; это значит, что скорости носителей u пропорциональны напряженности поля $\mathfrak{E}$.

Выполнение первого условия это вопрос чисто технический: нужно только через конденсатор, содержащий носители, продувать воздух в достаточном количестве и с достаточной скоростью.

Как же обстоит дело со вторым условием? Электрическое поле постоянно действует на носитель с силой $\mathfrak{K}=(ze)\mathfrak{E}$ (формула (17), стр. 72). Как может, несмотря на это, скорость u оставаться постоянной и пропорциональной напряженности поля $\mathfrak{E}$? Ответ на этот двойной вопрос мы можем найти в «Механике» (§ 43 и 170): движение носителей электричества происходит при решающем воздействии трения, и притом в данном случае внутреннего трения воздуха.

Вспомним о шариках разного веса, но одинакового размера, которые падают в глицерине. После кратковременного начального ускорения скорость падения их становится постоянной и пропорциональной весу шарика. В случае пылевидных носителей электричества силой тяжести можно пренебречь, ее место занимает сила $\mathfrak{K}=(ze)\mathfrak{E}$.

Мы встретимся с применимостью *закона Ома* в очень разнообразных случаях процесса электропроводности. Во всех этих случаях мы будем пользоваться фундаментальным соотношением (251). В нем для сокращения величину

$$\sigma=\frac{U}{I}\frac{F}{l} \qquad (252)$$

называют *удельным сопротивлением*, а обратную величину

$$\varkappa=\frac{I}{U}\frac{l}{F}=(N_v' zev)_+ + (N_v' zev)_- = \varkappa_+ + \varkappa_- = \frac{q_+}{V}v_+ + \frac{q_-}{V}v_- \qquad (253)$$

(V — объем проводников, в которых равномерно распределены движущиеся заряды q_+ и q_-)

удельной проводимостью. Вводя величину $\varkappa$ и напряженность поля $\mathfrak{E}=\frac{u}{l}$, можно записать закон Ома в кратком виде

$$\boxed{I=\varkappa F\mathfrak{E}.} \qquad (254)$$

Часто приходится иметь дело со смесями носителей с различной плотностью их числа N_v, различным зарядом ze и различной подвижностью v. При этом пространственная плотность заряда $\Sigma(N_v'ze)$ должна иметь одно и то же значение для всей совокупности положительных носителей и всей совокупности отрицательных. Только при этом условии проводник в целом может быть нейтральным.

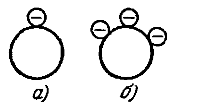
Из формулы (253) следует, что долю, вносимую в электропроводность $\varkappa$ одним каким-нибудь определенным, например положительным, сортом ионов 1 можно вычислить с помощью соотношения

$$n_{\text{пер}} = \frac{(N_v' zv)_1^+}{(N_v' zv)_1^+ + (N_v' zv)_2^+ + \ldots (N_v' zv)_1^- + (N_v' zv)_2^- + \ldots} . \qquad (255)$$

Это отношение называют *числом переноса* для данного сорта ионов.

Это название связано с явлением, которое впервые дало возможность измерить подвижность носителей (§ 144).

§ 136. Несамостоятельная проводимость в воздухе. Ионы как носители электричества. В предыдущем параграфе носителями электричества были заряженные пылинки микроскопических размеров. Из знакомой уже нам картины механизма несамостоятельной проводимости ясно, что размеры носителей имеют второстепенное значение. Можно ожидать, что существуют носители, размеры которых лежат ниже границы, доступной микроскопу («амикроны»). В качестве самых малых носителей электричества привлечем к рассмотрению отдельные молекулы или атомы. *Молекулы или атомы, являющиеся носителями электричества, называют ионами.* При этом положительные ионы называют *катионами*, а отрицательные — *анионами*. Становясь отрицательными ионами, молекулы или атомы содержат больше электронов, чем в нормальном состоянии, а становясь положительными ионами, они содержат меньше электронов (рис. 363).



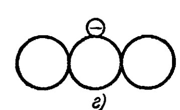


Рис. 363 Грубо схематическая картина «ионов», z — число элементарных зарядов l a — отрицательный атомный ион с $Z=1$; $б$ — отрицательный атомный ион с $Z=3$; $в$ — положительный атомный ион с $Z=2$, $г$ — отрицательный молекулярный ион с $Z=1$.

Как ввести ионы в газ или как превратить в ионы молекулы самого газа? Для этого существует много способов; мы укажем только три:

1) химические процессы, происходящие при высокой температуре; на рис. 364 ионизатором является горящая спичка;

2) рентгеновские лучи;

3) излучение радиоактивных веществ.

Эти ионизаторы позволяют нам углубить знания о процессе несамостоятельной проводимости в газах. О самом механизме воз-

никновения ионов мы будем говорить в § 168. Если пользоваться в качестве источника ионов пламенем [1]), то процесс проводимости приобретает еще большую наглядность. В теневой проекции (рис. 365) мы видим, как горячие газы, содержащие носители, устремляются к электродам. Примерно через минуту в том месте на отрицательном электроде, куда приходят газы, можно видеть пятно

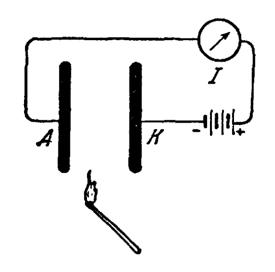


Рис. 364. Горящая спичка как ионизатор. Гальванометр, как на рис. 75

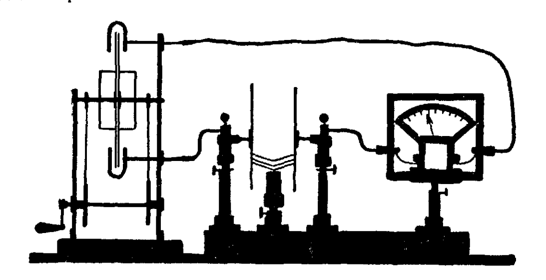


Рис. 365 Проводимость воздуха, осуществляемая с помощью носителей. Пламя горелки как источник ионов; слева — электростатическая машина.

сажи. Сюда попали, следовательно, частицы сажи, служившие носителями электричества; они отдали свой заряд и пристали к электроду.

Следующий опыт показывает, что время жизни ионов τ довольно велико. На рис. 366 *AK* — обычный пластинчатый конденсатор с прибором для измерения тока (гальванометром) 𝔄. Справа от него

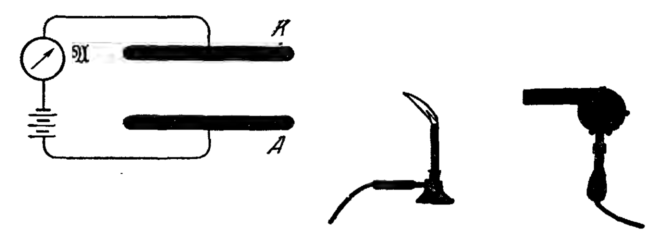


Рис. 366. Увлечение образующихся в пламени бунзеновской горелки ионов струей воздуха от вентилятора. Гальванометр, как на рис. 75.

находится бунзеновская горелка, служащая ионизатором. Образующиеся ионы поднимаются с теплым воздухом вверх, т. е. не

[1]) Отто фон Герике приближал перышко своего «парящего конденсатора» (см. рис. 106) к горящей свече. При этом перышко разряжалось, летело к заряженному шару, снова заряжалось, и игра начиналась заново. В 1773 г. Дю Фэй переносил заряд от одного тела к другому, находившемуся на расстоянии нескольких метров, с помощью горевшего между ними пламени.

попадают в конденсатор. Можно, однако, легко доставить их к месту назначения с помощью направляемой сбоку струи воздуха. Это легко сделать, пользуясь небольшим ручным вентилятором. На пути от пламени к конденсатору часть ионов, следовательно, сохраняется. Таким образом, длительность жизни ионов должна измеряться по крайней мере десятыми долями секунды.

Этот результат может показаться удивительным, если учесть взаимное притяжение ионов. Ведь для каждой пары ионов существует картина поля, изображенная на рис. 49 и 98, и носители противоположных знаков должны были бы попарно соединяться и давать нейтральные образования.

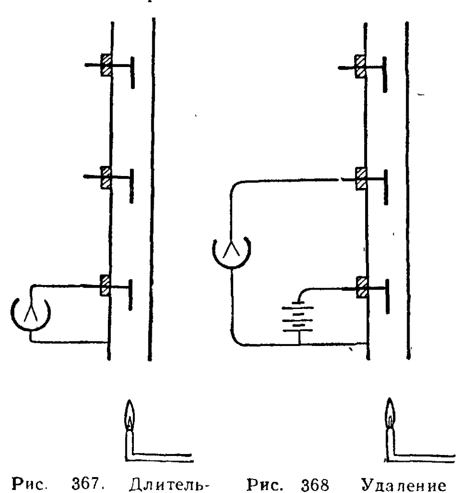


Рис. 367. Длительность жизни и рекомбинация ионов

Рис. 368 Удаление ионов электрическим полем.

За процессом «рекомбинации» можно проследить количественно. Для этого пользуются установкой, изображенной на рис. 367. Три небольших цилиндрических конденсатора имеют общий внешний цилиндр. Внутренними цилиндрами являются три куска проволоки, изолированных янтарем. Каждый из них может быть соединен с двухнитным вольтметром (электрометром). На рис. 367 это показано для среднего цилиндра Под вертикально стоящим полым цилиндром помещено в качестве ионизатора пламя небольшой газовой горелки. Горячие газы устремляются вверх по этой «трубе».

Создадим поле в самом нижнем из конденсаторов, соединив его обкладки на мгновение с полюсами источника напряжения. Это поле исчезнет примерно через одну секунду. В среднем конденсаторе поле будет сохраняться в течение нескольких секунд, а в самом верхнем — примерно около полминуты. Большая часть ионов теряется в результате рекомбинации уже за время, меньшее 0,1 секунды. Это можно вычислить, зная скорость движения поднимающихся газов и расстояние между конденсаторами. До верхнего конца трубы доходят лишь очень мало подвижные носители электричества. После исчезновения небольших подвижных ионов они воссоединяются лишь очень редко.

Эти устойчивые и потому долго живущие носители электричества могут быть в некоторых случаях источником помех. Горя-

щая в комнате бунзеновская горелка может мешать тонким измерениям. Существует, однако, простое средство для их устранения,— электрическое поле. Это показывает опыт, изображенный на рис. 368. В нижнем конденсаторе создается поле путем присоединения его обкладок к источнику напряжения. При этом в средний и верхний конденсаторы ионы, исходящие из пламени, уже совершенно не попадают.

§ 137. Несамостоятельная ионная проводимость в комнатном воздухе. Подвижность ионов. Ток насыщения. Рентгеновские лучи являются очень удобным и эффективным ионизатором. На рис. 369 *АК* — обычный пластинчатый конденсатор. Рентгеновские лучи попадают в него слева. Они создают практически только молекулярные ионы. Об этом можно судить по их подвижности в электрическом поле. Последнюю нетрудно определить, сравнив скорость ионов со скоростью струи воздуха и разделив ее на значение применяемой напряженности поля.

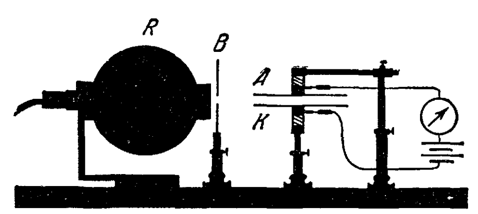


Рис. 369. Ионизация комнатного воздуха рентгеновскими лучами. *R* — рентгеновская трубка, прямо включающаяся в сеть переменного тока (вольфрамовый антикатод, пиковое напряжение $6\cdot10^4$ *в*); *B* — свинцовый экран с отверстием.

Измерения такого рода показывают, что скорость ионов u пропорциональна напряженности поля $\mathfrak{E}$, т. е. $u=\mathfrak{E}v$. Как было сказано в § 135, множитель пропорциональности v называется подвижностью ионов. Для комнатного воздуха подвижность отрицательных ионов v_- оказывается равной $1,89\cdot10^{-4}\,\frac{м/сек}{в/м}$, а подвижность положительных ионов $v_+=1,37\cdot10^{-4}\,\frac{м\cdot сек}{в\cdot м}=1,37\,\frac{см/сек}{в/см}$. Для других газов при том же давлении получаются сходные значения подвижностей.

В нашем плоском конденсаторе на рис. 369 мы устанавливаем в опыте напряженность поля около 5000 *в/м*. При этом ионы все еще пробираются через хаос молекул воздуха со скоростью почти в 1 *м/сек*.

Подвижность ионов связана со значениями их коэффициента диффузии и, следовательно, с внутренним трением воздуха. Подробнее см. в § 170 «Механики».

До сих пор мы знакомились только с *одной* формой связи между током и напряжением: пропорциональностью между ними, находящей свое выражение в законе Ома. Однако, как мы уже неоднократно отмечали, закон Ома справедлив только в некоторых особых случаях. Часто не может быть и речи о его применимости. Типичный пример такого рода мы сейчас рассмотрим.

Возьмем снова установку, изображенную на рис. 369, но будем применять в качестве источника тока батарею с переменным напряжением. На рис. 370 показана получающаяся при этом зависимость между током I и напряжением U. Вначале ток возрастает пропорционально напряжению. Закон Ома на этом участке применим, т. е. $\frac{U}{I}=\text{const}$. При дальнейшем повышении напряжения ток нарастает медленнее, чем пропорционально напряжению, и в конце концов он достигает постоянного значения, не зависящего от напряжения между электродами. Это постоянное предельное значение называется *током насыщения*.

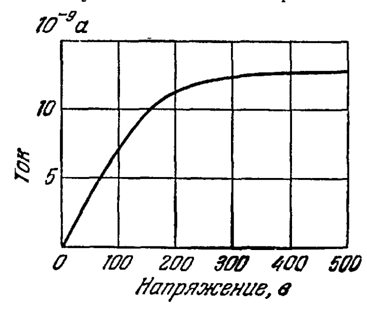


Рис. 370. Ток насыщения.

Для объяснения этой формы зависимости тока от напряжения вернемся к § 135. Так мы получили соотношение (формула (250), стр. 284)

$$I=\frac{[(nzev)_{+}+(nzev)_{-}]\,U}{l^2}.$$

Здесь ze — заряд одного иона, подвижность иона v и расстояние между электродами l — величины постоянные, а n есть число *наличных* ионов в конденсаторе. Его нетрудно вычислить. Пусть рентгеновские лучи создают N пар ионов за время t; так как из-за рекомбинации ионы обладают ограниченным временем жизни τ, то число наличных ионов (запас ионов в конденсаторе) есть [1])

$$\boxed{n=\frac{N}{t}\tau.} \tag{256}$$

Иначе обстоит дело при высоких напряжениях U. Теперь число наличных ионов в конденсаторе n определяется не длительностью их существования τ, а временем пребывания их в конденса-

---

[1]) Это соотношение имеет общее значение. Если за время t возникает N каких-нибудь индивидуумов со средней длительностью жизни τ, то стационарный уровень населенности $n=\frac{N}{t}\tau$. Пример: в Германии каждые 25 секунд рождается ребенок, т. е. отношение $\frac{\text{число рождений } N}{\text{время } t}=\frac{4\cdot10^{-2}}{сек}$. Далее, средняя продолжительность жизни немца ≈53 годам$=1{,}6\cdot10^9$ *сек*. Следовательно, стационарный уровень населения Германии

$$n=4\cdot10^{-2}\ сек^{-1}\cdot1{,}6\cdot10^9\ сек=64\,000\,000.$$

торе τ'. Последнее зависит от скоростей ионов $(u_+ + u_-) = (v_+ - v_-)U/l$. Имеем:

$$\tau' = \frac{l}{u_+ + u_-} = \frac{l^2}{(v_+ + v_-)U}$$

и, следовательно,

$$n = \frac{N}{t} \frac{l^2}{(v_+ + v_-)U}.$$

Подставляя это выражение в формулу (250), получаем:

$$I = \frac{zeN}{t} = \frac{Q}{t},$$

т. е. получаем ток насыщения, не зависящий от напряжения.

Q есть общий заряд всех ионов одного знака, которые образуются за время t. Этим объясняется значение, которое имеют токи насыщения в измерительной технике. Ср. примечание в § 125 «Оптики».

Мы ограничимся сказанным в §§ 135—137 о несамостоятельной проводимости комнатного воздуха. Качественно то же имеет место и в других газах, но в благородных газах только при давлении в несколько атмосфер.

XVI. МЕХАНИЗМ ТОКА ПРОВОДИМОСТИ В ЖИДКОСТЯХ

§ 138. Предварительное замечание. Ближе всего к несамостоятельной проводимости в газах при нормальном давлении стоит ионная проводимость в жидкостях. Жидкости отличаются от газов значительно более плотной упаковкой молекул. Расстояния между отдельными молекулами измеряются десятыми долями их диаметра. При этом молекулы находятся друг относительно друга в энергичном и неупорядоченном тепловом движении. Ящик, наполненный муравьями, — это детский, но довольно удачный образ жидкости. (Ср. «Механика», § 74.)

§ 139. Ионная проводимость в водных растворах. Чистая вода — очень плохой проводник. На рис. 371 изображена трубка длиной около 10 *см* с поперечным сечением в 1 $см^2$. *А* и *К* — два металлических электрода. Трубка заполнена обыкновенной дистиллированной водой. При напряжении в 220 *в* между электродами измеритель тока показывает ток только примерно $2 \cdot 10^{-4}$ *а*. При добавлении примерно 5% по весу поваренной соли (NaCl) вода проводит хорошо. Амперметр обнаруживает ток в 1,5 *а*. Таким образом, NaCl должен вводить в воду носители электричества. Какова их природа?

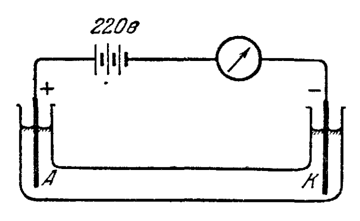


Рис. 371. Ионная проводимость в воде.

Вспомним, что воздух был сделан проводящим при помощи заряженной пыли. Там перемещались в электрическом поле положительные носители из пылинок манной крупы и отрицательные носители из крупинок серы. После того как эти носители отдавали на электродах свои заряды, мы находили их: серу у анода, крупу — на катоде.

Что показывает соответствующий опыт в воде, которую мы сделали проводящей при помощи NaCl? На катоде мы обнаруживаем металлический натрий (Na), а на аноде — газообразный хлор (Cl) Отсюда мы делаем вывод: положительными носителями (катионами) в воде являются ионы Na, отрицательными (анионами) — ионы Cl.

Для того чтобы можно было обнаружить Na и Cl на соответствующих электродах, установку нужно выбрать целесообразно. Анодом *A* может, например, служить угольный стержень. При наличии металлического электрода хлор не выделился бы на нем в виде пузырьков газа, а немедленно прореагировал бы с металлом электрода. Разрядившиеся ионы Na, т. е. атомы Na, у катода немедленно вступают в реакцию с водой. Образуется NaOH с интенсивным выделением пузырьков водорода[1]). Это могло бы привести к ошибочному представлению о том, что положительным носителем является водород. Воспрепятствовать этому можно, сделав катод из ртути (рис. 372). Атомы Na сейчас же диффундируют в этот жидкий металл и укрываются в нем от взаимодействия с молекулами воды. После этого можно снова освободить Na из ртути, передистиллировав ее. Качественное определение Na в ртути можно произвести еще проще. После окончания опыта с прохождением тока обливают ртуть горячей водой. На поверхности ртути сейчас же начинается энергичное выделение пузырьков водорода, а вода дает реакцию на NaOH, например синее окрашивание лакмусовой бумажки.

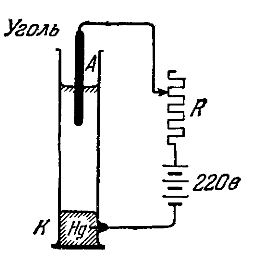


Рис. 372. Обнаружение ионов натрия на катоде.

В описанной установке имеющийся запас ионов с течением времени постепенно исчерпывается и ток слабеет. Атомы хлора уходят в виде газа, атомы Na исчезают в ртути.

Можно, однако, сделать условия опыта такими, чтобы количество ионов в воде оставалось неизменным. Мы покажем это на примере раствора серной кислоты (H_2SO_4) в воде. Электроды возьмем платиновые (см. рис. 14). В качестве положительных носителей на катоде скапливаются ионы водорода. С катода поднимаются пузырьки водорода. Отрицательными носителями являются молекулярные ионы SO_4. Последние реагируют на аноде с водой. Серная кислота восстанавливается, а с анода поднимаются пузырьки кислорода. Уменьшается не количество серной кислоты в растворе, а количество воды. Поэтому коротко говорят в этом случае о «разложении (или электролизе) воды». Таким образом, кислород, выделение которого мы наблюдаем, представляет собой продукт вторичной реакции. Мы не должны рассматривать его как носитель электричества!

Подобным же образом мы должны и во всех других случаях электролитической проводимости отличать действительно при-

[1]) Это — упрощенная картина. При строгом изложении нужно было бы войти в рассмотрение трудного вопроса о «перенапряжении». См. учебники физической химии.

ходящие к электродам ионы от вторичных продукций их реакций. Совокупность всех установленных нами фактов можно коротко сформулировать так: *во всех водных растворах солей и кислот («электролитах») к катоду перемещаются в качестве положительных носителей атомы водорода и металлов. Химически замещающие их радикалы, например аммоний* (NH_4), *также могут быть положительными носителями. Напротив, к аноду перемещаются в качестве отрицательных носителей кислотные остатки.*

Такова природа носителей. Откуда они берутся? Возникают ли они тотчас же при растворении вещества или для расщепления солей и кислот на их составные ионы требуется электрическое поле? Ответ на эти вопросы дан в химии уже давно: уже твердый кристалл соли построен из ионов (§ 213); при растворении ионы переходят в воду «диссоциированными», т. е. по отдельности, а не соединенными в пары, как в молекуле NaCl. Вследствие этого осмотическое давление растворов поваренной соли вдвое больше, чем можно было бы ожидать по числу *молекул* NaCl.

§ 140. Заряд ионов. Закон эквивалентов Фарадея. Удельное число молекул *N*. Напомним коротко о проводимости в газах, осуществляемой при помощи видимых, пылевидных носителей электричества. Отдельные частицы крупы или серы несли заряды разной величины. Эти заряды можно измерить при помощи микроскопических наблюдений отдельных частиц, и при этом оказалось, что они всегда представляют собой целочисленные, обычно небольшие кратные элементарного заряда $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек.*

Что можно сказать о заряде носителей при ионной проводимости в водных растворах?

Метод наблюдения отдельных частиц, оказавшийся столь плодотворным в случае пылевидных носителей, здесь применить нельзя. Отдельные ионы в силу их малости не поддаются микроскопическому наблюдению. Тем не менее на вопрос о заряде ионов можно ответить с большой достоверностью. Эта возможность основывается на открытом Фарадеем в 1833 г. законе «электрохимических эквивалентов». Для формулировки этого закона и его истолкования мы должны предварительно напомнить об определениях, данных в § 115, и о двух основных химических понятиях:

1. С помощью понятий *молекулярного веса* (*М*) и *атомного веса* (*А*)[1]) химики определяют *индивидуальные единицы массы*; они равны *М*-кратному или *А*-кратному некоторой общей единицы массы. Таким образом, например,

1 киломоль = (*М*) килограмм; 1 килограмм-атом = (*А*) килограмм.

[1]) В отличие от общепринятого научного словоупотребления молекулярный вес (*М*) и атомный вес (*А*) — это не *силы*, а чистые, или безразмерные, числа. В «химической шкале» все атомы элемента и все молекулы соединения

Кислород имеет молекулярный вес $(M)=32$, т. е. 1 *кмоль* кислорода равен 32 *кг* O_2. Натрий имеет атомный вес $(A)=23$, т. е. его килограмм-атом= 23 *кг* натрия. Так же как понятие молекулы является более общим, чем понятие атома, и единица массы «киломоль» включает в себя единицу «килограмм-атом». О киломолях говорят не только в отношении многоатомных молекул, но и в отношении одноатомных. Поэтому часто 23 *кг* натрия называют не килограмм-атомом натрия, а киломолем его.

2. Атомы и молекулы обладают различной химической валентностью z. Так, например, атом хлора одновалентен, он может связывать только *один* атом водорода (HCl). Напротив, атом кислорода двухвалентен, он может связывать *два* атома водорода (H_2O). Трехвалентным является атом азота, четырехвалентным — атом углерода, так как известны соединения NH_3 и CH_4. Таковы химические определения.

Фарадей исследовал количественно целый ряд электролитических проводников. Он сопоставил массу выделившегося на *одном* электроде вещества M с протекшим количеством электричества, или зарядом Q. При этом был получен результат поразительной простоты. В наших современных обозначениях он гласит:

$$\frac{\text{заряд } Q}{\text{масса } M}=z\cdot 9{,}65\cdot 10^7\ \frac{a\cdot сек}{кмоль}. \tag{257}$$

Или словами: чтобы выделить на одном электроде из электролитического проводника один киломоль химически z-валентного вещества, нужно пропустить через проводник заряд $Q=z\cdot 9{,}65\cdot 10^7$ *а·сек*.

Химики называют отношение киломоль/валентность килограмм-эквивалентом и вместо равенства (257) пишут:

$$\frac{\text{заряд } Q}{\text{масса } M}=9{,}65\cdot 10^7\ \frac{a\cdot сек}{кг\text{-}экв}. \tag{257a}$$

Отсюда и происходит название «закон эквивалентов».

рассматриваются как тождественные частицы. При этом не учитывается существование «смешанных элементов», состоящих из различных изотопов. В соответствии с этим вводят такое определение:

$$\text{молекулярный вес } M=\frac{\text{масса } m \text{ одной молекулы}}{1/16 \text{ массы атома кислорода}}.$$

Атомный вес (A) определяют аналогичным образом с помощью массы атома m. Для обозначения молекулярного и атомного веса мы всегда будем помещать соответствующие буквы в скобки, т. е. писать (M) и (A).

В молекулярной картине мы можем заменить массу M выделенного вещества числом n выделенных молекул. Обозначим заряд, переносимый одной молекулой, через q, а массу ее — через m. Таким образом, $Q=n\cdot q$ и $M=n\cdot m$. Пользуясь также соотношением $m=1/N$ (§ 115), мы можем получить из формулы (257) соотношение

$$\frac{q}{m}=q\cdot N=z\cdot 9{,}65\cdot 10^7\,\frac{a\cdot сек}{кмоль}\,. \tag{258}$$

Это отношение представляет собой *удельный заряд иона*, т. е. отношение его заряда к массе той молекулы, которая служит носителем электричества. Подставляя значение $N=6{,}02\cdot 10^{26}/кмоль$, получаем для заряда иона значение

$$q=z\cdot\frac{9{,}65\cdot 10^7\,a\cdot сек/кмоль}{6{,}02\cdot 10^{26}/кмоль}=z\cdot 1{,}60\cdot 10^{-19}\,a\cdot сек$$

или

$$q=z\cdot e. \tag{259}$$

Словами: *каждый ион, независимо от того, является он атомарным или молекулярным, переносит при электролитической проводимости число элементарных зарядов e, равное его химической валентности z.* Таким образом, получен точный ответ на вопрос о заряде ионов. Он раскрывает тесную связь между электрическими и химическими величинами. Подставляя, наконец, значение $q=z\,e$ в формулу (258), получаем:

$$\boxed{Ne=9{,}65\cdot 10^7\,\frac{a\cdot сек}{кмоль}\,.} \tag{260}$$

Это соотношение имеет фундаментальное значение для всей атомной теории. Оно связывает удельное число молекул N с элементарным электрическим зарядом e. С его помощью мы из каждого определения величины e можем определить значение N, и наоборот.

§ 141. Закон Ома при электролитической проводимости. Теперь нам известны природа и заряд носителей электричества в водных растворах. Носителями являются ионы. Они возникают при электролитическом расщеплении, или диссоциации, нейтральных растворенных молекул. Каждый ион несет количество элементарных электрических зарядов, равное его химической валентности z.

Электрическое поле заставляет эти ионы перемещаться через более или менее вязкую жидкость. При этом, вообще говоря, довольно точно соблюдается закон Ома: ток и напряжение пропорциональны друг другу. Это можно показать с помощью установки, изображенной на рис. 373. Заштрихованная площадка изображает электролитический проводник, в качестве которого удобно взять

полоску фильтровальной бумаги, смоченную водопроводной водой и уложенную на пластинку из зеркального стекла.

Пользуясь двумя зондами (металлические проволоки с изолирующими ручками), можно производить измерения на проводящих отрезках различной длины l и различного сечения F. При постоянной длине l напряжение U оказывается пропорциональным току I (рис. 374) и обратно пропорциональным сечению F.

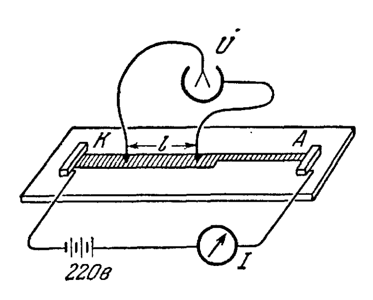


Рис. 373. Зависимость сопротивления электролитического проводника от его длины и поперечного сечения.

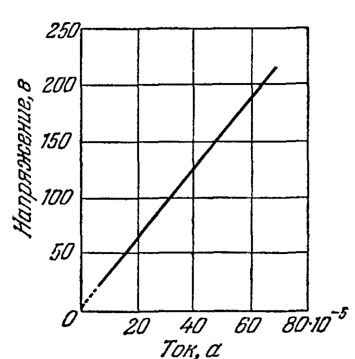


Рис. 374. Закон Ома при электролитической проводимости.

При точных измерениях оказывается, что прямая не проходит точно через нулевую точку, а пересекает ось напряжений при некотором небольшом, но конечном значении напряжения U_p порядка 1 *в*. Опыт приводит, таким образом, не к соотношению $U/I=\text{const}$, а к соотношению $\frac{U-U_p}{I}=\text{const}$. Такой ход прямой обусловлен, однако, только одной технической особенностью данной установки. Вольтметр измеряет не только напряжение между концами столба жидкости, но и так называемое поляризационное напряжение, возникающее между электродами и столбом жидкости.

Величину

$$\varkappa=\frac{I}{U}\frac{l}{F}$$

мы уже ранее назвали удельной электропроводностью. Обратная величина $1/\varkappa=\sigma$ получила название *удельного сопротивления*. В таблице 8 приведены некоторые численные значения, относящиеся к температуре 18°С. Удельная электропроводность $\varkappa$ имеет большой положительный температурный коэффициент. Ее значения возрастают круглым счетом на 2% при повышении температуры на 1 градус. Поэтому точные измерения тока и напряжения в электролитах требуют очень тщательного поддержания постоянства температуры, что осуществляется при помощи водяных бань. Приведенные в пятом столбце таблицы значения отношения

Таблица 8

Удельная электропроводность водных растворов ($T=18°$ C)

Вещество	Концентрация c, $кмоль/м^3$	Удельная электропроводность $\varkappa$, $\frac{1}{ом \cdot м}$	$\frac{\varkappa}{c}$, $\frac{м^3}{ом \cdot м}$	$\frac{\varkappa}{N_v}$, $\frac{м^2}{ом}$	Примечания
Поваренная соль $NaCl$	1	7,4	7,4	$1{,}23 \cdot 10^{-26}$	«Сильные» электролиты. Значения отношения $\varkappa/c$, обычно обозначаемого в физико-химической литературе $z\Lambda$, и $\varkappa/N_v$ по мере понижения концентрации приближаются к хорошо определяемому экспериментально предельному значению (→). При напряженности поля $\mathfrak{E} \approx 10^7$ $в/м$, так же как и в случае переменных токов очень высокой частоты ($\nu = 10^8$ $сек^{-1}$), предельное значение для $\varkappa/N_v$ достигается уже в растворах высокой концентрации (М. Вин, Г. Цан)
	10^{-1}	0,92	9,2	$1{,}56 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-2}	0,102	10,2	$1{,}70 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-3}	0,0107	10,7	$1{,}78 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-4}	0,00108	10,8	$1{,}80 \cdot 10^{-26}$	
	—	—	→10,9	$→1{,}81 \cdot 10^{-26}$	
Соляная кислота HCl	1	30,1	30,1	$5{,}00 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-1}	3,51	35,1	$5{,}83 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-2}	0,369	36,9	$6{,}13 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-3}	0,0376	37,6	$6{,}24 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-4}	0,00378	37,8	$6{,}28 \cdot 10^{-26}$	
	—	—	→38,0	$→6{,}33 \cdot 10^{-26}$	
Уксусная кислота CH_3COOH	1	0,132	0,132	$0{,}022 \cdot 10^{-26}$	«Слабый» электролит. Оба предельных значения (→) в эксперименте недостижимы. Их можно только вычислить по известным заранее значениям подвижности ионов
	10^{-1}	0,146	0,46	$0{,}076 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-2}	0,0143	1,43	$0{,}238 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-3}	0,0041	4,10	$0{,}682 \cdot 10^{-26}$	
	10^{-4}	0,00107	10,7	$1{,}78 \cdot 10^{-26}$	
	—	—	→(35,0)	$→(5{,}82) \cdot 10^{-26}$	

Молекулярная концентрация $N_v = \frac{\text{число молекул } n}{\text{объем раствора } V} = cN$, где

$$N = \frac{\text{число молекул}}{\text{масса}} = \frac{6{,}02 \cdot 10^{26}}{кмоль}$$

$\varkappa/N_v$ дают вклад *одной* молекулы в электропроводность $\varkappa$[1]). Мы воспользуемся ими в § 143.

[1]) В вышеприведенных примерах каждая молекула давала пару ионов, состоящую из *одного* положительного одновалентного иона и *одного* такого же отрицательного иона. В этих случаях плотность числа ионов N_v' для носителей каждого знака равна плотности числа молекул N_v. Вообще же $N_v' > N_v$ и имеет различные значения для ионов разного знака. Пример: молекула Fe_2O_3 распадается на два положительных трехвалентных иона железа ($z=3$) и три двухвалентных отрицательных иона кислорода ($z=2$). Равны друг другу только произведения $N_v' \cdot z \cdot e$, т. е. $2N_v \cdot 3e = 3N_v \cdot 2e$.

Основные черты механизма закона Ома были уже выяснены в § 135.

Две колонны положительных и отрицательных ионов перемещаются в противоположные стороны. Формально мы рассматриваем при этом заряд q, переносимый за время t с одного электрода на другой (§ 134). При этом электрическое поле совершает работу qU с мощностью $\dot{W}=\frac{qU}{t}=IU=I^2R$. Перенос заряда осуществляется с преодолением сопротивления, аналогичного трению. Это трение превращает всю выделяемую в проводнике мощность $\dot{W}$ в теплоту, обычно называемую теплотой тока или джоулевой теплотой и измеряемой в килокалориях в секунду.

§ 142. Выделение тепла в электролитическом проводнике можно убедительнее всего обнаружить на собственном теле. Можно, например, послать через руку и плечевой пояс ток проводимости силой в несколько ампер (рис. 375).

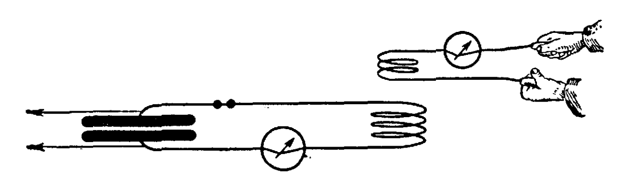


Рис. 375. Физиологическая неактивность переменных токов высокой частоты.

При этом ощущается, особенно в сочленениях рук (самый узкий участок пути тока!) интенсивное нагревание.

Этот опыт ни в коем случае нельзя производить с постоянным током. В электрическом поле ионы, содержащиеся в клетках тела, перемещаются к границам клеток. При этом изменяется концентрация ионов в клетках. При слабых токах [$I<10^{-2}a$ (рис. 35)] эти изменения концентрации незначительны, потому что тепловая диффузия все время компенсирует их. При токах в несколько ампер это противодействие диффузии уже оказывается совершенно недостаточным и за короткие доли секунды возникают опасные химические изменения содержимого клеток.

Поэтому при более или менее значительной силе тока нужно пользоваться только переменными токами высокой частоты ($\nu>10^5$ *сек*$^{-1}$). При этом в силу медленности движения ионов (рис. 376) за короткое время одного полупериода не может возникнуть достаточное для возбуждения изменение концентрации ионов. Кроме того, оно сейчас же исчезает при изменении направления тока в следующий полупериод.

При частотах порядка 10^8 *сек*$^{-1}$ не обязательно, чтобы электроды касались тела; вполне возможно поместить тело между электродами. Мы получаем при этом схему, подобную рис. 66,*б*. Речь идет о периодическом повторении процесса электростатической индукции. При каждом изменении направления тока через тело протекает кратковременный ток. Такой способ внутреннего прогрева в медицине называется иногда *коротковолновым облучением*, хотя он не имеет ничего общего ни с лучами, ни с волнами.

§ 143. Подвижность ионов. При электролитической проводимости закон Ома соблюдается, ток и напряжение пропорциональны друг другу. Следовательно, ионы обладают постоянной *подвижностью* v (§ 135), и удельная электропроводность $\varkappa$ определяется соотношением (формула (253), стр. 285)

$$\varkappa = (N'_v zev)_+ + (N'_v zev)_- .$$

Здесь

$$N'_v = \frac{\text{число ионов одного знака}}{\text{объем раствора}} .$$

Вообще говоря, эта плотность числа ионов больше, чем плотность числа молекул, т. е.

$$N'_v > N_v = c \cdot \boldsymbol{N}.$$

(Концентрация $c = \dfrac{\text{масса растворенного вещества}}{\text{объем раствора}}$;

$$\boldsymbol{N} = \frac{\text{число молекул}}{\text{масса}} = 6{,}02 \cdot 10^{26}/\textit{кмоль.})$$

Для ионов различных знаков эта величина имеет разные значения, так как, вообще говоря, каждая молекула в растворе распадается на несколько ионов того и другого знака[1]). Однако в простейших случаях, приведенных в таблице 8 из *одной* молекулы получается только по *одному* положительному и отрицательному иону. Мы можем, следовательно. положить для обоих сортов ионов $N_v = N_v$. При этом вместо равенства (253) мы можем написать

$$\boxed{\frac{\varkappa}{N_v} = (ze)(v_+ + v_-)} \qquad (253a)$$

и прямо воспользуемся приведенными в таблице 8 экспериментальными значениями величины $\dfrac{\varkappa}{N_v}$. Все остальные величины, входящие в формулу (253a), именно валентность z и элементарный заряд $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ $a \cdot сек$, также известны. Поэтому мы можем воспользоваться формулой (253a) для вычисления суммы подвижностей обоих ионов $(v_+ + v_-)$. Пример: для очень разбавленного раствора NaCl $\dfrac{\varkappa}{N_v} = 1{,}81 \cdot 10^{-26}$ $м^2/ом$. Ионы натрия, так же как и ионы хлора, одновалентны, т. е. $z = 1$. Подставляя эти значения в формулу (253a), получаем:

$$(v_+ + v_-) = \frac{1{,}81 \cdot 10^{-26}\ м^2/ом}{1{,}6 \cdot 10^{-19}\ а \cdot сек} = 11{,}3 \cdot 10^{-8}\ \frac{м/сек}{в/м} .$$

---

[1]) См. примечание на стр. 298.

Таким образом, подвижность ионов в воде на три порядка меньше, чем их подвижность в воздухе или в других газах при атмосферном давлении. По существу это — следствие значительно большего внутреннего трения в жидкостях.

С помощью формулы (253а) мы получаем только *сумму* обеих подвижностей. Можно, однако, измерить и каждую из этих величин в отдельности (таблица 9). Проще всего сделать это в случае ионов, поглощающих свет, т. е. действующих как краситель, например в случае красных ионов MnO_4.

Таблица 9

Подвижность ионов в очень разбавленных водных растворах ($T=18°$ C)

Катионы	Подвижность v_+ $10^{-8}\frac{м/сек}{в/м}$	Анионы	Подвижность v_- $10^{-8}\frac{м/сек}{в/м}$
K	6,5	J	6,7
Na	4,4	Br	6,8
Li	3,3	Cl	6,6
H	32(!)	OH	17,4
Ag	5,4	NO_3	6,2
Zn	4,5	MnO_4	5,3

Изготовим, как показано на рис. 376, с помощью одной большей и одной меньшей стеклянной пластинки и двух полосок фильтровальной бумаги *a* очень плоскую камеру и наполним ее бесцветным разбавленным раствором KNO_3. После этого наложим у обоих отверстий камеры электроды из металлических пластинок, причем анод мы поместим вплотную к камере, а катод — на расстоянии около 1 *см*. В этот узкий промежуток мы введем немного раствора $KMnO_4$. Наложив на электроды напряжение (220 *в*), мы увидим, что от катода к аноду движется красное облако с не очень резко очерченной границей. В прозрачной части движутся невидимые анионы NO_3, в красной части — анионы MnO_4. Помимо этого, в обеих частях движутся невидимые катионы K. Если изменить направление поля, то красное облако будет двигаться в обратном направлении. Можно с помощью секундомера определить скорость u_-, проверить ее пропорциональность напряженности поля $\mathfrak{E}$ и с хорошей точностью определить отношение этих величин, т. е. подвижность v.— Этот опыт производит сильное впечатление.

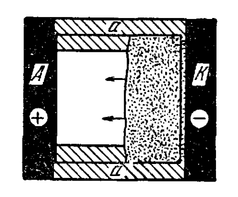


Рис 376 Наблюдение видимого перемещения окрашенных ионов

§ 144. Явления переноса. Во многих случаях электрический ток связан с *транспортом вещества.* Особенно наглядные примеры этого можно видеть на рис. 88, 376, 404 и в § 239. Если транспорт вещества изменяет свойства проводника (например, его состав или в твердых проводниках кристаллическую структуру и длину отдельных участков проводника), то транспорт вещества называется *переносом.* Большей частью основные черты явлений транспорта вещества обусловливаются взаимодействием между перемещающимися носителями электричества и окружающей средой. Поэтому часто очень трудно трактовать ясно наблюдаемые явления переноса количественно. Исключением является случай электролитической проводимости в разбавленных растворах. Здесь легко не только наблюдать действие переноса, но и количественно оценить его. Это и составит содержание настоящего параграфа.

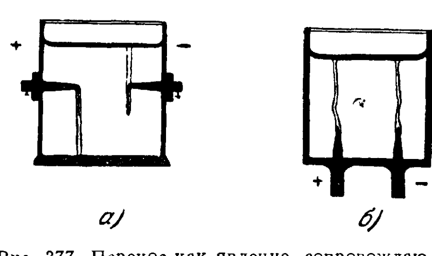


Рис. 377. Перенос как явление, сопровождающее электролитическую проводимость. Изменения плотности обнаруживаются по свилям в теневом изображении. *а* — перенос имеет место в результате вторичных реакций (раствор $AgNO_3$ между электродами из Ag); *б* — без вторичных реакций (раствор HCl в воде между угольными электродами). Для того чтобы картина свилей не искажалась пузырями, току ($\approx 1{,}5$ *а*) дают проходить только примерно 1 секунду.

На рис. 377, *а* изображен в теневой проекции стеклянный сосуд с двумя серебряными электродами, погруженными в раствор азотнокислого серебра. После включения тока из катода струйка жидкости (свиль) поднимается вверх, а на аноде такая же свиль опускается вниз. У катода плотность раствора уменьшается, а у анода — увеличивается. На рис. 377, *б* мы имеем водный раствор HCl между угольными электродами. Здесь плотность раствора уменьшается у обоих электродов, и обе струйки жидкости измененной плотности (свили) поднимаются вверх (они несколько искажаются поднимающимися пузырьками газа). Эти изменения плотности возникают в результате увеличения и уменьшения числа пар ионов, т. е. растворенного $AgNO_3$ и HCl. В 1853 г. И. В. Гитторф воспользовался ими для определения вклада каждого из носителей электрического заряда в общую электропроводность $\varkappa$. С их помощью можно определить *отношение* подвижностей ионов v_+/v_-. Ранее из формулы (254) мы могли определить только их *сумму* $(v_+ + v_-)$. Совокупность этих измерений дает возможность определить величины v_+ и v_- в отдельности. Поэтому мы поясним на примере раствора $AgNO_3$ возникновение явления переноса и его количественную трактовку.

С этой целью поместим где-нибудь между электродами пористую перегородку (рис. 378) и разделим таким образом весь сосуд на катодную камеру (справа) и анодную камеру (слева). При этом струйки (свили), достигшие поверхности жидкости и дна сосуда могут распространяться в сторону только до этой пористой перегородки. Все другие течения в жидкости, например обусловленные разностью температуры или тряской, также задерживаются перегородкой. Напротив, ионы, увлекаемые электрическим полем, могут свободно проходить через поры.

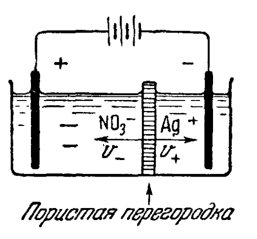


Рис. 378. К количественной трактовке переноса в водном растворе $AgNO_3$.

Количество пар ионов n_K и n_A или количество молекул азотнокислого серебра в катодной и в анодной камерах легко определить взвешиванием. (Нужно только непосредственно определенные взвешиванием массы M умножить на удельное число молекул $N = n/M = 6{,}02 \cdot 10^{26}$/*кмоль*, т. е., например, для $AgNO_3$ на $N = 3{,}54 \cdot 10^{24}$/ *кг*.) Разность между значениями этих величин, измеренными до и после опыта, дает изменения Δn_K и Δn_A, вызванные током.

При прохождении тока колонна положительных ионов Ag движется вправо, а колонна отрицательных ионов NO_3 — влево. Число проходящих через перегородку ионов того или иного знака пропорционально подвижности соответствующего иона. Таким образом, если мы обозначим множитель пропорциональности через a, то эти числа равны av_+ для движущихся вправо ионов Ag и av_- для движущихся влево ионов NO_3. В конце опыта мы имеем в обеих камерах следующий баланс:

Катодная камера:

за счет прихода	прибыло	av_+ ионов Ag,
за счет ухода	убыло	av_- ионов NO_3.

Прибывшие av_+ ионов серебра и положительные партнеры, оставшиеся после ухода av_- ионов NO_3, т.е. всего $a(v_+ + v_-)$ ионов, захватывают недостающие электроны и выделяются на катоде *в виде атомов*. Таким образом, раствор теряет $a(v_+ + v_-)$ ионов Ag.

Сложение этих трех изменений дает для катодной камеры *потерю* $\Delta n_K = av_-$ пар ионов или молекул $AgNO_3$.

Анодная камера:

за счет прихода	прибыло	av_-	ионов NO_3,
за счет ухода	убыло	av_+	ионов Ag.

Прибывшие в количестве av_- ионы NO_3 и оставшиеся в количестве av_+ отрицательные партнеры ушедших ионов Ag, т. е. всего $a(v_+ + v_-)$ ионов NO_3, увлекают во вторичных реакциях из анода такое же количество ионов серебра, которые отдают свои электроны аноду. Таким образом, раствор выигрывает $a(v_+ + v_-)$ ионов Ag.

Суммирование этих трех изменений дает для анодной камеры общий *выигрыш* $\Delta n_A = a \cdot v_-$ пар ионов или молекул $AgNO_3$.

Из этих балансов вытекает, например, что

$$\frac{\text{общая потеря ионов Ag в катодной камере } (\Delta n_K)}{\text{число выделившихся на катоде атомов серебра}} = \frac{v_-}{v_- + v_+}. \quad (255a)$$

Это отношение называется *числом переноса* для анионов. Сумму подвижностей $(v_- + v_+)$ мы уже раньше могли определить с помощью формулы (253 а), стр. 300. Совместно сумма подвижностей и число переноса дают возможность определить в отдельности значения v_+ и v_- (ср. табл. 9).

Соответствующим образом можно обрабатывать явления переноса и в более сложных случаях, в которых одновременно участвует несколько сортов анионов и катионов с различными значениями валентности (ср. конец § 135).

Явления переноса могут наблюдаться только тогда, когда между электродами, помимо носителей электричества противоположных знаков, имеются также другие молекулы, не перемещающиеся в поле. Эти молекулы должны образовывать жидкую или твердую «растворяющую среду». Только по отношению к ней можно определить собственную подвижность того или другого сорта носителей. При отсутствии среды, *не перемещающейся* в поле, физическое значение имеет только сумма $(v_+ + v_-)$, представляющая собой относительную скорость обоих сортов носителей. Предвосхищая дальнейшее, мы можем сказать, что явления переноса можно определить и измерить в твердых солях и для твердых металлов, однако этого нельзя сделать для свободных от примесей расплавленных солей и свободных от примесей жидких металлов. Перенос в жидких металлических сплавах будет рассмотрен в § 202.

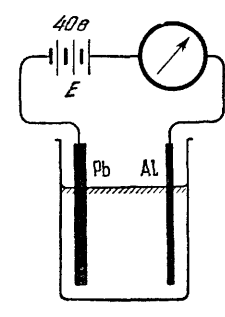


Рис. 379. **Алюминиевый элемент.**

§ 145. Технические применения электролиза водных растворов. Электролитическая проводимость водных растворов имеет важные технические применения. Выделение металлов на катоде используют, например, для получения тонких металлических покрытий (никелирование, хромирование и т. п.), а также для получения чистых металлов (электролитическая медь).

Кроме этого, упомянем еще коротко о получении при помощи электролиза тонких изолирующих пленок на поверхности металлов, главным образом алюминия. Пример: на рис. 379 алюминиевый и свинцовый электроды погружены в раствор щелочной соли бора. E — источник напряжения (около 40 *в*). Когда алюминиевая пластинка является катодом, через раствор идет ток в несколько ампер с интенсивным выделением газов. Совершенно иная картина получается при изменении направления тока. В течение нескольких секунд ток спадает практически до нуля. Алюминий, служащий анодом, покрывается невидимым изолирующим слоем, выдерживающим напряжение в 40 *в*. Этот слой состоит, по-видимому, из нерастворимого соединения алюминия и кислородной пленки.

Эта, так называемая «алюминиевая ячейка» применяется двояким образом.

1. *Как выпрямитель, или вентиль.* Заменим батарею на рис. 379 источником переменного тока с напряжением в 40 *в*. Ячейка будет пропускать только одну полуволну этого тока, амперметр с вращающейся катушкой будет обнаруживать постоянный ток.

2. *Как конденсатор большой емкости.* Алюминиевая пластинка и электролит образуют обкладки конденсатора, а тонкая, невидимая, изолирующая пленка между ними — его диэлектрик. Расстояние между обкладками очень мало и потому, согласно формуле (8), емкость конденсатора очень велика. Она может достигать нескольких микрофарад на квадратный сантиметр площади пластинки.

Техническая конструкция этих конденсаторов соответствует рис. 93, но бумажная полоска является носителем раствора электролита. Емкость отдельных «электролитических конденсаторов» имеет значения от 10^{-3} до 10^{-2} *ф*.

§ 146. Ионная проводимость в расплавленных солях и стеклах. В рассмотренных до сих пор примерах ионной проводимости в жидкостях мы имели дело только с водными растворами солей и кислот. В других растворителях, например спирте или эфире, диссоциация значительно меньше.

В расплавленных солях и основаниях электролитическая диссоциация также весьма значительна. В качестве примера назовем расплавленную поваренную соль NaCl (угольные электроды!) и расплавленный едкий натрий NaOH. Количественные данные см. в § 214. Электролиз таких расплавов играет важную роль в современной металлургии.

Далее нужно отметить *электролитическую проводимость стекол*. Стекло во многом подобно переохлажденной жидкости с большим внутренним трением. Каждое твердое тело обладает вполне определенной *точкой плавления*. Стекло, напротив, не имеет точки плавления. При нагревании внутреннее трение его непрерывно уменьшается. Стекло сначала становится туготекучим, как смола, а затем легкотекучим, как масло.

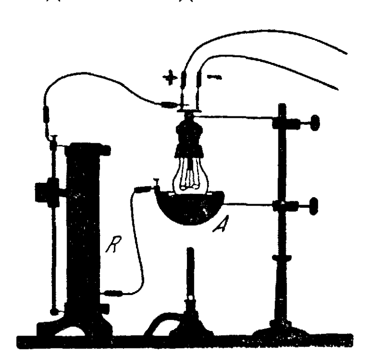


Рис 380 Прохождение ионов через твердое стекло R — предохранительное сопротивление.

Для обнаружения электролитической проводимости стекла можно воспользоваться обычной вакуумной лампой накаливания с вольфрамовой нитью. Ее погружают, как показано на рис. 380, на одну треть в железную чашку с жидким $NaNO_3$ (температура около 300°). Железную чашку соединяют с положительным полюсом источника напряжения (около 200 *в*). Ток идет от раскаленной вольфрамовой спирали, служащей катодом, до стеклянной стенки, как невидимый поток электронов. Далее он проходит через стеклянную стенку как ток электролитический. Положительно заряженные ионы Na проходят от анода A через

стекло до его внутренней поверхности. Здесь они теряют свой заряд, соединяясь с электронами. На внутренней стороне стенки выделяется металлический натрий, он испаряется и осаждается на холодном горлышке лампы в виде блестящего зеркала. *В этом опыте стекло остается еще твердым.* Таким образом, ионы могут при достаточной напряженности поля перемещаться даже через жидкости необычайно высокой вязкости.

Удельное сопротивление электролитических проводников при повышении температуры уменьшается (§ 141), т. е. *температурный коэффициент σ отрицателен.* Это можно очень наглядно показать с помощью стеклянной палочки, обладающей электролитической проводимостью. На рис. 381 стеклянная палочка толщиной с карандаш зажата между двумя металлическими зажимами, служащими электродами. Источник постоянного тока дает напряжение 220 *в*, амперметр имеет область измерений до 50 *а*. *R* — защитное сопротивление около 5 *ом* для предотвращения чрезмерного увеличения тока.

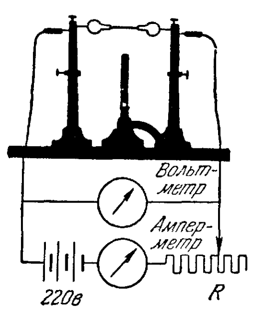


Рис 381. Зависимость ионной электропроводности стекла от температуры. Стеклянная палочка, являющаяся при комнатной температуре изолятором, подогревается бунзеновской горелкой до слабого красного каления, после чего горелка удаляется. Измеримый при этой температуре ток продолжает нарастать, палочка разогревается дальше до плавления.

При комнатной температуре ток неизмеримо мал, вольтметр показывает напряжение в 220 *в* между концами стержня. Стекло ведь является при комнатной температуре очень хорошим изолятором. Иначе обстоит дело, если мы начнем подогревать стержень на бунзеновской горелке. Еще раньше, чем стекло разогреется до красного каления, ток достигнет заметной величины. В этот момент горелку убирают. Тем не менее ток *I* продолжает нарастать. Чем сильнее ток, тем сильнее нагревается стержень выделяемым в нем джоулевым теплом. Через короткое время стержень доходит до белого каления, а еще через несколько мгновений он расплавляется и каплями падает вниз.

§ 147. Проводимость в жидкостях с высоким удельным сопротивлением. Как было сказано в § 17, между проводниками и изоляторами существует непрерывный переход. Изолятор — проводник с чрезвычайно высоким удельным сопротивлением. Это относится к жидкостям в не меньшей мере, чем к твердым телам. В таблице 10 приведено несколько примеров таких плохо проводящих, или хорошо изолирующих, жидкостей.

Самая чистая вода получается при дистилляции в вакууме. Проводимость ее изучалась особенно тщательно. Речь идет о чисто ионной проводимости. Очень малая доля молекул воды (при

25° С около 1,8 *мг* или 10^{-7} *кмоль/м*^{3}) оказывается расщепленной на положительные ионы Н и отрицательные ионы ОН [1]).

Таблица 10

Вещество (комнатная температура)	Удельное сопротивление в *ом·м*
Ацетон	$1,4 \cdot 10^1$
Этиловый спирт	$5 \cdot 10^4$
Дистиллированная вода	10^3—10^5
Чистейшая вода в вакууме	$2,5,\ 10^5$
Трансформаторное масло	10^{11}—10^{12}
Керосин	10^{14}
Жидкий воздух (—183° С)	10^{16}

В высокоизолирующих жидкостях мы чаще всего встречаемся с *несамостоятельной* проводимостью. Носителями большей частью являются чужеродные молекулы примесей или загрязнений. Частично их можно удалить многократной перегонкой в вакууме. Дальнейшую часть их можно вытянуть, накладывая в течение нескольких суток электрическое поле. Остающиеся еще после этого носители представляют собой ионы, получающиеся из молекул

[1]) Масса одного кубического метра воды составляет 55,6 *кмоль*. Таким образом, при 25° С *степень диссоциации* воды равна 10^{-7} *кмоль*/55,6 *кмоль*$=1,8\cdot10^{-9}$. При этом концентрация ионов обоих сортов одинакова, т. е. $[c_{H^+}]=[c_{OH^-}]=10^{-7}$ *кмоль/м*^{3}, а произведение концентреций обоих сортов ионов равно 10^{-14} *кмоль*^{2}/*м*^{6}. Это произведение сохраняет постоянное значение, если мы повысим концентрацию ионов одного какого-нибудь сорта, например, добавив в раствор 10^{-2} *кмоль/м*^{3} HCl. При этом $[c_{H^+}]=10^{-2}$ *кмоля/м*^{3} и, следовательно, $[c_{OH^-}]=10^{-12}$ *кмоль/м*^{3}. Эта высокая концентрация ионов H^+ делает раствор очень *кислым*. Вместо концентрации H^+-ионов

$$c_H = \frac{\text{масса } H^+\text{-ионов}}{\text{объем раствора}}$$

часто применяют другую величину:

$$p_H = \log_{10} \frac{1\ \text{моль/л}}{c_H},$$

называемую *водородным показателем*. Например, для самой чистой воды при 25°

$$c_H = 1,8\ \text{мг/м}^3 = 10^{-7}\ \text{моль/л},$$

$$p_H = \log_{10} \frac{1\ \text{моль/л}}{10^{-7}\ \text{моль/л}} = \log_{10} 10^7 = 7.$$

самой жидкости. Возможно, что здесь еще имеет место очень незначительная электролитическая диссоциация. Однако основную роль здесь, как и при спонтанной проводимости воздуха, играет образование ионов под действием космического излучения и присутствующего повсюду излучения радиоактивных веществ. Последние, например, создают в гексане приблизительно 200 ионов в секунду на каждый кубический сантиметр жидкости, т. е. примерно в 20 раз больше чем в воздухе. Одна из причин этого различия ясна: гексан поглощает ионизирующие лучи сильнее, чем воздух, имеющий очень небольшую плотность.

XVII. МЕХАНИЗМ ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

§ 148. Предварительное замечание. Высоким вакуумом называют газ очень малой плотности. В нем средняя свободная длина пробега молекул больше, чем размеры сосуда. Соударения молекул друг с другом становятся более редкими, чем их удары о стенки сосуда. Современные ртутные и масляные диффузионные насосы легко дают возможность снизить плотность газа в 10^9 раз по сравнению с ее нормальным значением. Тем не менее при этом в каждом кубическом *см* газа беспорядочно движется около 10^{10} молекул. Скорость их движения по траекториям и теперь определяется температурой; для воздуха при комнатной температуре она составляет приблизительно 500 *м/сек*.

§ 149. Несамостоятельная проводимость в высоком вакууме. При несамостоятельной проводимости в газах при высоком давлении, например в комнатном воздухе, или в жидкостях, например в воде, соотношения были очень просты: под действием поля носители электричества продвигались через нагромождение молекул. При этом они преодолевали внутреннее трение газа или жидкости. Их скорость u была пропорциональна напряженности поля $\mathfrak{E}$.

Теперь мы обращаемся ко второму, также весьма ясному случаю: несамостоятельной проводимости в высоком вакууме. Это приведет нас простейшим путем к фундаментальному выводу о природе электрона.

В высоком вакууме атомов электричества самих по себе нет. Высокий вакуум представляет собой в этом смысле наилучший изолятор. Следовательно, атомы электричества нужно вводить в высокий вакуум извне. Из целого ряда различных процессов, пригодных для этой цели, простейшим является накаливание отрицательной пластины конденсатора, отрицательного электрода, или *катода*. При этом из него «испаряются» электроны. Для простоты мы будем сразу пользоваться этим описательным выражением. Свое экспериментальное обоснование оно получит в следующем параграфе. В качестве катода обычно применяют вольфрамовую

проволоку, накаливаемую электрическим током (рис. 382). *A* —вторая граница электрического поля, положительный электрод, или *анод*. Амперметр 𝔄 обнаруживает ток, обычно достигающий нескольких миллиампер. Этот ток исчезает при изменении направления поля. Таким образом, из катода действительно исходят только электроны. Такая трубка, часто называемая *диодом*, действует как выпрямитель.

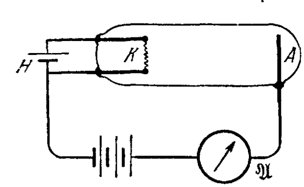


Рис. 382. Электронный ток из накаленного катода. При техническом длительном применении прибора можно получать из накаленного вольфрамового катода электронный ток до $2\cdot10^{-3}$ *а* на каждый ватт расходуемой на нагревание катода мощности Нанесение на катод слоя окиси бария со сверхстехиометрическим избытком металлического бария дает возможность повысить этот ток до $5\cdot10^{-2}$ *а*. Часто применяются катоды с «косвенным» подогревом. Такие катоды имеют вид полого тела, разогреваемого излучением находящейся внутри него раскаленной вольфрамовой нити. Большие катоды целесообразно окружать защитной зеркальной оболочкой, которая уменьшает потери излучения и дает электронам возможность проходить через несколько отверстий. Ср. рис. 393.

Выйдя из накаленной проволоки, электроны подхватываются электрическим полем. Измеряемый амперметром ток уже при сравнительно низком напряжении достигает значения насыщения. Это означает, что уже при низком напряжении все электроны достигают анода.

Согласно формуле (17), стр. 72, в электрическом поле на заряд *e* действует сила $\mathfrak{K}=e\cdot\mathfrak{E}$. При высоком давлении газа носители этого заряда тормозятся внутренним трением газа. Они обладают определенной «подвижностью» v, т. е. их скорость устанавливается на определенном значении u, и последнее пропорционально напряженности поля: $u=\mathfrak{E}\cdot v$. В высоком вакууме трения нет. Поэтому, согласно основным уравнениям механики, электроны движутся с *ускорением*, их скорость все время нарастает. Они как бы «свободно падают» в электрическом поле. При этом они приобретают кинетическую энергию $\frac{1}{2}mu^2$. С этой энергией они и ударяются о противолежащий электрод — анод (рис. 382). За короткое время под ударами этих невидимых носителей анод разогревается до белого каления ($U\approx600$ *в*).

Продолжая опыт, мы просверлим в аноде отверстие (рис. 383). Электроны пролетят через это отверстие и будут лететь по прямой дальше — теперь уже с постоянной скоростью — до ближайшего препятствия, например полого ящика *1*. *Такой рой летящих подобно снарядам электронов называют катодным лучом.* В нормальных условиях катодные лучи невидимы. Индикатором их служит отклонение амперметра *I*, включенного между точками *A* и *1*. При этом между точками *A* и *1* не создается с помощью какого-нибудь источника электрическое поле. Электроны летят с той скоростью, с какой они влетают в это пространство.

Применение полого ящика вместо пластинки продиктовано следующими соображениями: при ударе о твердое тело катодные лучи ионизируют поверхностные молекулярные слои. При этом отщепляются электроны, которые в виде медленных катодных лучей диффузно устремляются во всех направлениях. Число этих «вторичных» электронов может превосходить число первичных. При этом знак заряда в точке *1* меняется. Захват первичных лучей в полом ящике препятствует этому.

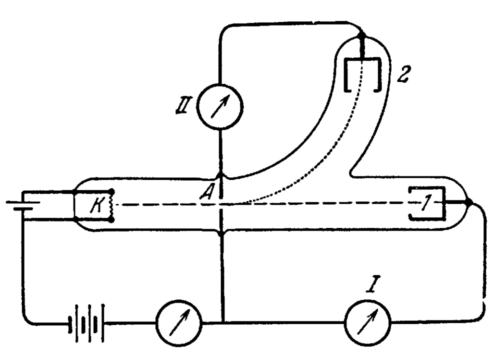


Рис. 383. Прямолинейные траектории невидимых катодных лучей и их круговые траектории в магнитном поле. Магнитное поле находится справа от *A* и направлено перпендикулярно к плоскости рисунка; оно ориентировано к наблюдателю.

Как и всякие движущиеся заряды, катодные лучи, т. е. потоки летящих в одном направлении электронов, должны обладать своим магнитным полем. Они должны отклоняться другими магнитными полями. Экспериментальное обнаружение этого отклонения также показано на рис. 383. Катодные лучи отклоняются в направлении, перпендикулярном к направлению их полета и перпендикулярном к линиям магнитного поля. Они попадают теперь не в ящик *1*, а в ящик *2*, и потому амперметр *II* обнаруживает ток.

Таковы качественные наблюдения этих совершенно невидимых катодных лучей. Представляют ли они собой действительно, как мы утверждали, потоки электронов, т. е. самих по себе атомов отрицательного электричества? Или, быть может, заряды переносятся химическими молекулами или атомами? Для ответа на этот вопрос нужно определить массу m отдельной катодной частицы. Это мы сделаем в § 150.

§ 150. Атомный вес электрона по наблюдениям катодных лучей. Электрическое поле ускоряет электроны между электродами K и A, оно сообщает каждому из них кинетическую энергию $\frac{1}{2}mu^2$. При этом электрическое поле совершает работу, которая, согласно формуле (18), стр. 72, равна $e \cdot U$. Таким образом,

$$\boxed{\frac{1}{2}mu^2 = e \cdot U} \qquad (256^*)$$

(e — заряд электрона $= 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ *а·сек*, U — напряжение между K и A).

В этом равенстве имеются две неизвестные величины: масса m и конечная скорость электрона у анода u. Нам необходимо поэтому

еще одно уравнение. Мы получаем его, изучая *магнитное отклонение* катодного луча в свободном от электрического поля пространстве между A и ящиком 2.

На заряд e, движущийся со скоростью u, действует сила (формула (82), стр. 129)

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{B}ue.$$

Как радиальная сила она заставляет электрон двигаться по круговой траектории с радиусом r. В каждый момент сила направлена перпендикулярно к траектории, ориентирована к центру окружности и имеет значение (см. «Механика», формула (6))

$$\mathfrak{K} = \frac{mu^2}{r}. \tag{257*}$$

Сопоставление формул (82) и (257*) дает нам искомое второе уравнение

$$\boxed{\mathfrak{B}r = \frac{m}{e}u.} \tag{258*}$$

(например, $\mathfrak{B}$ в вольт-секундах на кв. метр; r — в метрах; m — в килограммах; u — в метрах в секунду; $e=1{,}60\cdot 10^{-19}$ ампер-секундах).

Таким образом, для определения m и u по формулам (256*) и (258*) необходимы два измерения: во-первых, нужно определить ускорение электронов при заданном U, во-вторых, измерить радиус кривизны его траектории r в магнитном поле с известной плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$.

Измерения такого рода, результаты которых приведены в таблице 11, приводят нас к выводу фундаментального значения: *отрицательный элементарный заряд* $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ *а·сек в качестве электрона обладает очень малой массой* $9{,}1\cdot 10^{-31}$ *кг*. Эта масса в 1837 раз меньше массы самого малого из атомов известных химических элементов — атома водорода. Таким образом, в процессах электропроводности в электрическом поле могут перемещаться свободные отрицательные элементарные заряды, не переносимые какими-нибудь носителями электричества.

Таблица 11

Ускоряющее напряжение U, в	Плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$, $сек/м^2$, необходимая для получения радиуса кривизны в 1 $м$, или произведение $\mathfrak{B}r$, $в\cdot сек/м$	Скорость электронов u относительно наблюдателя		Удельный заряд электрона $\frac{e}{m}$, $\frac{а\cdot сек}{кг}$	Масса электрона m, $кг$
		$м/сек$	в долях β, скорости света ($3\cdot 10^8$ $м/сек$)		
10^2	$34\cdot 10^{-6}$	$6\cdot 10^6$	2%	$1{,}76\cdot 10^{11}$	$9{,}1\cdot 10^{-31}$
10^3	$106\cdot 10^{-6}$	$2\cdot 10^7$	6,3%	$1{,}76\cdot 10^{11}$	$9{,}1\cdot 10^{-31}$
10^4	$340\cdot 10^{-6}$	$6\cdot 10^7$	20%	$1{,}72\cdot 10^{11}$	$9{,}3\cdot 10^{-31}$
$4\cdot 10^4$	$695\cdot 10^{-6}$	$12\cdot 10^7$	40%	$1{,}71\cdot 10^{11}$	$9{,}9\cdot 10^{-31}$

В химии вводят определение

$$\text{атомный вес}\,(A) = \frac{\text{масса атома } m}{1/16 \text{ массы атома кислорода}}. \qquad (259^*)$$

В духе этого определения электрон имеет атомный вес $(A)=1/1837$. Он стоит, таким образом, как самый легкий элемент, во главе атомной таблицы.

Измерения, результаты которых приведены в таблице 11, показывают, что *при увеличении скорости электронов по отношению к наблюдателю измеряемая масса электрона становится больше.* К фундаментальному значению этого факта мы вернемся подробнее в § 173. В заключение заменим в формуле (258*) линейную скорость электрона по его траектории u угловой скоростью $\omega = \frac{u}{r}$. Мы получим при этом соотношение

$$\boxed{\omega = \frac{e}{m}\mathfrak{B}.} \qquad (260^*)$$

Словами: когда электроны описывают в магнитном поле круговую траекторию, то их угловая скорость не зависит от радиуса этой траектории.

§ 151. Электронная оптика. Траектории электронов в электрических и магнитных полях имеют большое сходство с путями света в преломляющих средах. Мы покажем это на двух примерах.

I. Представим себе, что электрон на рис. 384 был разогнан электрическим полем с напряжением U_1 до скорости u_1, а затем в слое толщины δ (например, между двумя электродами из металлической сетки) прошел через другое поле с напряжением U. При этом скорость его возрастает до значения u_2, соответствующего общему ускоряющему напряжению $U_2 = U_1 + U$.

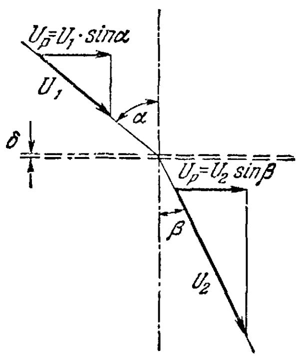


Рис. 384. К закону преломления для электронных лучей.

При прохождении через слой δ компонента скорости, параллельная слою, не изменяется, т.е. $u_{1p} = u_{2p} = u_p$. При этом

$$\sin\alpha = \frac{u_p}{u_1} \text{ и } \sin\beta = \frac{u_p}{u_2}, \text{ т.е.}$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{u_2}{u_1} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} = \text{const}. \qquad (261)$$

Соотношение $\sin\alpha/\sin\beta = \text{const}$ *формально* соответствует *закону преломления* в оптике. Поэтому, так же как конструируют стеклянные линзы для света, можно создавать электрические поля, обладающие свойствами линз для электронов.

Фактически, однако, нужно учитывать важное различие: в закон преломления в оптике входит не скорость *частицы u*, а *фазовая скорость* света. Для нее, например, $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{c_{возд}}{c_{ст}}$.

Таким образом, меньшему углу β соответствует *меньшая* фазовая скорость $c_{ст}$.

II. Заставим электроны, имеющие одинаковую скорость, двигаться в магнитном поле и притом приблизительно параллельно линиям поля, т. е. с небольшим углом наклона ϑ. При этом небольшая компонента скорости $u \sin\vartheta$, перпендикулярная к направлению поля, создает круговую орбиту, по которой электрон движется с угловой скоростью (формула (260*))

$$\omega=\frac{u}{r}=\frac{e}{m}\mathfrak{B},$$

т. е. совершает полный оборот за время

$$T=\frac{2\pi}{\omega}=\frac{2\pi m}{e\mathfrak{B}} \qquad (262)$$

независимо от величины угла ϑ. За время T электроны, помимо движения по круговой орбите, проходят в направлении поля путь $s=u\cos\vartheta\cdot T$, который можно также считать не зависящим от ϑ, так как для малых углов с достаточным приближением $\cos\vartheta\approx 1$. В силу этого все электроны, которые выходили в несколько различных направлениях из одной точки, «точки предмета», под влиянием поля снова сойдутся через время T в одной точке, «точке изображения».

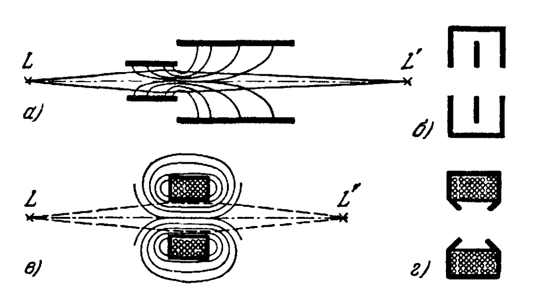


Рис. 385 и 386. По два примера электрических и магнитных линз. В случае б один электрод представляет собой металлическую коробку с отверстиями в дне и в крышке, другой электрод — металлическую шайбу с отверстием, помещенную внутри этой коробки. в и г — магнитные линзы.

Практически все симметричные по отношению к оси электрические и магнитные поля могут применяться в качестве электронных линз. *Электрические* поля действуют, по существу, так же, как оптические линзы с плоскими ограничивающими поверхностями и радиально симметричным законом изменения показателя преломления (см. «Оптика», § 136). В *магнитных* линзах электроны летят от точки предмета к точке изображения по пространственным винтовым линиям. Все эти траектории имеют огибающую в виде двойного конуса. На рисунках часто изображают сечение этого конуса плоскостью чертежа.

На рис. 385 и 386 приведено по два примера электрических и магнитных электронных линз. Электрические линзы осуществляются в виде полого цилиндра (*а*) или концентрически расположенных круговых шайб (*б*). Для первого случая схематически намечены несколько линий поля.

Изучение электронной оптики привело к открытию волново-корпускулярного дуализма, который подробнее рассмотрен в главе XVII «Оптики».

§ 152. Некоторые применения электронных процессов в высоком вакууме. Явления, рассмотренные в §§ 149—151, имеют фундаментальное значение для изучения атомов электричества. Наряду с этим они приобрели и исключительно важные технические применения. Приведем примеры.

1. *Высоковакуумные рентгеновские трубки.* Рентгеновские лучи возникают при ударе быстрых электронов о какое-нибудь препятствие, чаще всего о кусок металла с высоким атомным весом. При этом свыше 99% энергии электронов превращается в тепло. На рис. 387 изображен схематический продольный разрез такой рентгеновской трубки. В *K* находится источник электронов — накаливаемая током вольфрамовая спираль. *A* — положительный электрод, называемый антикатодом. Он представляет собой обычно брусок из вольфрама или тантала. *A* и *K* соединяются с источником высокого напряжения, достигающего в современных установках значения $3 \cdot 10^5$ *в*. Рентгеновские лучи возникают в месте падения электронов, в так называемом «фокусном пятне». Наряду с рентгеновским излучением здесь возникает также и некоторое количество видимого света. Большей частью это видимое излучение маскируется ярким свечением накаливаемого электронной бомбардировкой антикатода.

+
Рентгеновские лучи
A
F
C
M
K
M
−

Рис. 387. Одна из многих современных конструктивных форм рентгеновской трубки с накаленным катодом. Полый конус *C* служит для концентрации электронов в фокусе на антикатоде *A*. *M* — металлическая трубка, *F* — стеклянное окно.

Для обнаружения рентгеновских лучей применяются экраны с покрытиями из люминесцирующих веществ, большей частью солей Pt или Zn. Под действием рентгеновских лучей эти экраны светятся зеленоватым или синевато-белым светом.

Изменение температуры накаленной нити изменяет число вылетающих электронов и тем самым — интенсивность рентгеновского излучения. Регулируя напряжение *U* между *A* и *K*, мы можем менять скорость электронов и вместе с ней проницающую способность рентгеновских лучей.

Кости руки становятся видимыми на экране при напряжении около $4 \cdot 10^4$ *в*. — Дальнейшие подробности см. в «Оптике».

2. *Трехэлектродная трубка* (*катодная лампа*). Регулирование силы электрического тока представляет собой задачу чрезвычайной важности для бесчисленного множества физических и технических применений. При этом часто пользуются всякого рода включающими и выключающими устройствами с движущимися контактами. Однако при любом конструктивном оформлении все эти устройства обладают более или менее значительной инерцией. Наименьшей инерцией из всех известных до настоящего времени устройств обладают «микрофоны». Это — контакты между угольными пластинками и зернышками угля. В таких контактах уже очень малые изменения расстояний создают большие изменения сопротивления (§ 233). Достаточно даже небольших механических смещений пластинки под действием человеческого голоса. На этом основано всем известное применение микрофонов в качестве управляющих органов в телефонии.

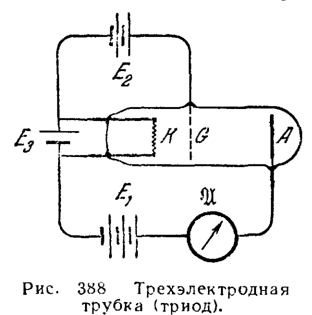


Рис. 388 Трехэлектродная трубка (триод).

Но и микрофон может работать в сравнительно узких пределах. Как и все другие механические выключатели, он отказывает в области высоких частот, примерно начиная с 5000 *сек*$^{-1}$. Сейчас мы можем осуществить любые органы управления электрическими токами, свободные от механической инерции. Несамостоятельная электропроводность в высоком вакууме дала возможность осуществить огромный прогресс в этой области. Простейшей конструктивной формой такого устройства является так называемая трехэлектродная лампа (триод), часто называемая *катодной лампой*. Она изображена на рис. 388. *K* — накаленный катод, *A* — анод. Между ними располагается *управляющая сетка G*. В техническом выполнении обычно анод и сетка имеют вид полых цилиндров, окружающих катод. При работе лампы в цепь включают источник тока E_1 и амперметр 𝔄.

Наличие на сетке заметного отрицательного заряда препятствует прохождению через нее электронов, которые «падают» при этом обратно на катод. На рис. 389 изображена так называемая сеточная характеристика триода. По оси абсцисс отложены значения напряжения между сеткой и накаленным катодом. Это напряжение может создаваться, например батареей E_2 на рис. 388. I_A — ток, измеряемый амперметром 𝔄. Напряжение U_G между сеткой и катодом «управляет» током I_A в цепи: отрицательный заряд сетки уменьшает ток I_A, положительный — увеличивает его.

Рис. 389 относится только к одному определенному конструктивному типу триодов. В настоящее время изготовляется много типов ламп с количественно весьма различными характеристиками.

Обычно обозначают напряжение между катодом и сеткой U_G, напряжение между катодом и анодом — U_A и ток через анод — I_A. Далее определяют три величины: 1) крутизну характеристики

$$S = \left(\frac{\partial I_A}{\partial U_G}\right)_{U_A = \text{const}};$$

2) коэффициент усиления $V = \left(\frac{\partial U_A}{\partial U_G}\right)_{I_A = \text{const}}$; 3) внутреннее сопротивление $R_i = \left(\frac{\partial U_A}{\partial I_A}\right)_{U_G = \text{const}}$.

Эти величины связаны, очевидно, соотношением: $SR_i = V$.

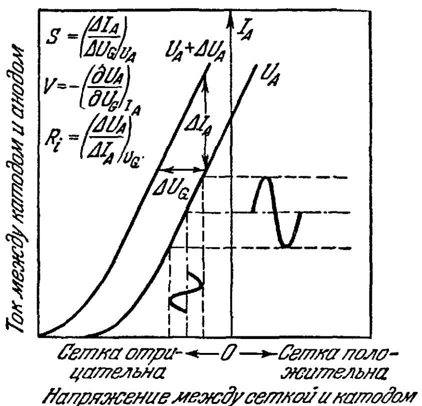


Рис. 389. Сеточная характеристика триода.

При незаряженной сетке в нашем примере через нее проходит примерно 46% электронов. При положительном заряде и $U_G = 8$ *в* ток I_A достигает своего максимального значения. Большой отрицательный заряд сетки (U_G больше, чем 6,5 *в*) разрывает цепь тока. Поэтому для краткости можно назвать триод «безынерционным выключателем». Однако такое наименование не охватывает всех возможностей трехэлектродной лампы как тонко регулирующего управляющего органа.

Электронные лампы являются необходимым вспомогательным средством современной техники связи. В числе прочих применений они дали возможность построить, наконец, вполне пригодные усилители для телефонной связи. Небольшие колебания напряжения, поступающие по дальней телефонной линии, управляют сильными токами в громкоговорителях приемной станции (представьте себе прибор для измерения тока в виде громкоговорителя). Наряду с этим все более возрастает их роль в измерительной технике. Внешняя форма трехэлектродной трубки и ее применение для специальных целей связаны с именем де Фореста (1906 г.) Ее многостороннее развитие и применение является достижением большого числа исследователей и инженеров.

3. *Электронно-лучевая трубка* [1]). Этот прибор представляет собой осциллограф. Он применяется как очень мало инерционный

[1]) В подлиннике этот прибор называется «трубкой Брауна». В русской терминологии это название почти никогда не применяется. Мы заменили его поэтому общепринятым русским термином электронно-лучевая трубка или осциллографическая трубка.— *Прим. перев.*

прибор для измерения и регистрации токов и напряжений. Принцип его действия пояснен на рис. 390.

Испускаемые накаленным катодом K электроны проходят через полый цилиндр C и анод A с отверстием. Совместно они образуют электрическую линзу, отображающую небольшое отверстие

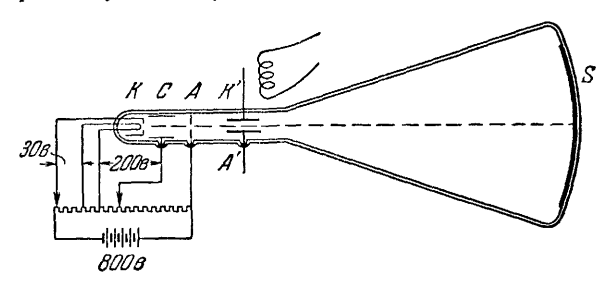


Рис. 390. Электронно-лучевая трубка с накаленным катодом. Последний состоит из раскаленной вольфрамовой проволоки, находящейся непосредственно за отрицательно заряженным экраном с отверстием (цилиндр Венельта).

накаленного катода на люминесцирующий экран S. На пути между анодом A и экраном S электроны последовательно проходят через два пластинчатых конденсатора, повернутых друг относительно друга на 90°. На рисунке показан только один из этих конденсаторов $A'K'$. Его электрическое поле отклоняет электроны в плоскости рисунка; поле другого конденсатора отклоняет их в перпендикулярной плоскости. Оба отклонения пропорциональны тем значениям напряженности поля $\mathfrak{E}$, какие создаются напряжениями между пластинами соответствующих конденсаторов. Величина отклонения x (рис. 391) определяется соотношением

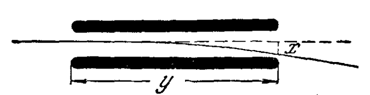


Рис. 391. Отклонение электрически заряженных частиц в однородном электрическом поле пластинчатого конденсатора.

$$x = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}. \qquad (263)$$

Вывод: электрон проходит в конденсаторе путь y со скоростью u за время $t=\frac{y}{u}$. За это время он «падает» под действием сил поля на отрезок $x=\frac{1}{2}\,bt^2$, где b есть ускорение, получаемое электроном в поле с напряженностью $\mathfrak{E}$ в направлении линий поля. При этом, согласно основному уравнению механики, сила $\mathfrak{K}=m\cdot b$, и потому в соответствии с формулой (17), стр. 72, $e\cdot\mathfrak{E}=m\cdot b$. Подставляя эти выражения для b и t, мы и получаем формулу (263).

Электронно-лучевая трубка в настоящее время принадлежит к числу наиболее важных средств исследования в каждой лабора-

тории. Ее часто применяют для регистрации токов или напряжений (см. рис. 327).

Электронно-лучевая трубка очень удобна также в качестве прибора для измерения очень малых промежутков времени, порядка 10^{-6} *сек* и даже меньше. С этой целью заставляют электронный луч с помощью вращающегося электрического или магнитного поля выписывать на экране круговую линию. Отметки времени создаются кратковременными прерываниями или кратковременными радиальными отклонениями электронного пучка.

Осциллографические трубки представляют важнейшую часть приборов для телевидения. Они применяются для разложения изображения на отдельные точки в передающих устройствах и для его воссоздания в приемных устройствах.

В телевидении отдельные элементы площади рисунка передаются один за другим в быстрой временнóй последовательности. В передающем устройстве экран осциллографической трубки заменяется пластинчатым конденсатором *КА*, разделенным на множество отдельных ячеек (рис. 392). Пластинка

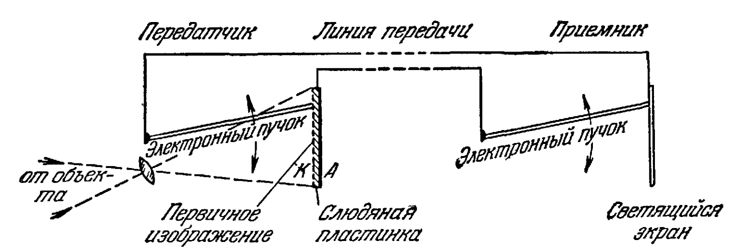


Рис. 392. Схема телевизионного устройства, в котором передатчиком служит предложенный Владимиром Зворыкиным иконоскоп На рисунке опущены все вспомогательные устройства для получения, отклонения и синхронизации обоих электронных пучков, а также для управления силой тока в электронном пучке приемника

конденсатора *К* состоит из бесчисленного множества мелких частиц щелочного металла, нанесенных на слюдяную пластинку. На эту «мозаику» проектируется изображение передаваемого объекта. Каждая частица металла, на которую попадает свет, испускает электроны, число которых пропорционально освещенности соответствующего элемента («Оптика», § 256). Электронный пучок осциллографической трубки «прощупывает» этот конденсатор. Это означает, что мы заставляем конец пучка двигаться по очень плотной зигзагообразной линии так, чтобы он примерно 20 раз в секунду покрывал всю площадь изображения. При этом каждый элемент площади, на который попадает электронный луч, теряет свой положительный заряд. Этот заряд компенсируется электронами пучка. Одновременно такой же отрицательный заряд исчезает на другой пластине конденсатора *А*, и в результате этого возникает ток, пропорциональный интенсивности освещения соответствующего элемента. Этот ток, усиленный в должной степени электронными лампами, подводится к приемнику Там, в другой осциллографической трубке, электронный луч движется *синхронно* с лучом передающей трубки. Сила тока в этом луче регулируется приходящим током, а вместе с этим регулируется и яркость следа луча на экране.

4. *Электронный микроскоп.* Ход электронных лучей в этом приборе такой же, как и в оптическом микроскопе, но стеклянные линзы заменены магнитными или электрическими. Тубус обычно имеет длину свыше метра. Изображения наблюдаются на люминесцирующем экране или фиксируются фотографически. Разрешающая сила электронного микроскопа уже в настоящее время превосходит разрешающую силу оптических микроскопов раз в 100. Подробнее см. в «Оптике», § 232[1]).

§ 153. Количественные данные о термической электронной эмиссии. Исключительно важное значение электронных токов и электронных лучей в высоком вакууме побудило подвергнуть процесс испарения электронов из «накаленных катодов» весьма тщательному количественному изучению. Поверхностная плотность электронного тока, т. е. отношение

$$\frac{\text{число эмиттируемых электронов } n \times \text{элементарный заряд } e}{\text{время } t \times \text{площадь поверхности металла } F} = \frac{I_{\text{т}}}{F}$$

непрерывно растет при повышении температуры (рис. 393).

Результаты измерений можно представить в виде формулы, пользуясь теоремой Больцмана («Механика», § 167). Эта формула гласит:

$$\frac{I_{\text{т}}}{F} = A \cdot T^2_{\text{абс}} \cdot e^{-\frac{b}{kT_{\text{абс}}}} \qquad (264)$$

(A — постоянная, имеющая размерность *а/м²·град²*; b — работа выхода электронов из металла, равная разности энергий ΔW в «Механике»; k — постоянная Больцмана $= 1{,}39 \cdot 10^{-23}$ *вт·сек/град* $= 8{,}7 \cdot 10^{-5}$ *эв/град*; читай: электрон-вольт на градус).

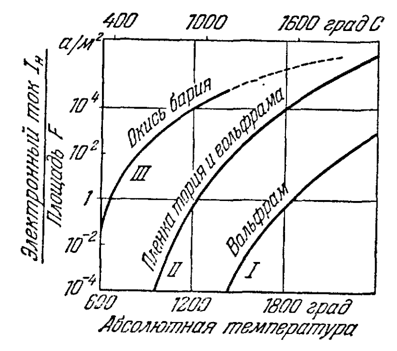


Рис 393 Зависимость плотности электронного тока, исходящего из накаленного катода, от температуры.

Некоторые значения постоянных A и b приведены в таблице 12. Значения b для Al, Na и K получены из фотоэлектрических измерений и включены в таблицу для полноты.

---

[1]) Эти данные несколько устарели. Разрешающая сила современных электронных микроскопов в лучших моделях доведена до 6 Å, тогда как разрешение оптических микроскопов даже при применении ультрафиолетовых лучей не превышает 2000 Å. Выигрыш по разрешающей силе — в 300 раз. Это имеет огромное значение, особенно в применении к биологическим объектам, так как позволяет вскрывать и изучать такие структуры, о существовании которых нельзя было и подозревать, пока использовались только оптические средства исследования микромира.— *Прим. перев.*

Таблица 12

Металл или соединение	W	Ta	Al	Na	K	Пленка Th на W	Паста из BaO	Ba, напыленный на окисленном W
Постоянная A, $a/м^2 \cdot град^2$ . . .	$6 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	—	—	—	$3 \cdot 10^4$	3—100	$\approx 10^4$
Работа выхода, *эв*	4,56	4,13	3,9	1,9	1,0	2,65	1,0	1,1

После выхода из накаленного катода электроны ведут себя, как атомы электронного газа. Они обладают тепловой энергией, соответствующей температуре $T_{абс}$:

$$W_{терм} = k \cdot T_{абс}$$

(«Механика», § 161).

Численный пример $T_{абс} = 2500°$ K; $W_{терм} = 3{,}5 \cdot 10^{-20}$ *вт·сек* $= 0{,}2$ *эв*. Этой энергией часто можно пренебречь, так как напряжение между раскаленным катодом и анодом значительно больше чем 0,2 *в*.

Кривая X на рис. 395 представляет «вольтамперную характеристику» накаленного катода в высоком вакууме. $I_т$ — не зависящий от напряжения ток насыщения, определяемый формулой (264). Предшествующая *восходящая ветвь* кривой определяется уравнением

$$I = \text{const} \cdot U^{3/2}. \tag{265}$$

Для частного случая плоского пластинчатого конденсатора постоянная в этой формуле имеет значение

$$\text{const} = F \frac{4}{9} \frac{\varepsilon_0}{l^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}, \tag{266}$$

т. е. содержит в знаменателе *квадрат* расстояния между электродами. За недостатком места мы не приводим нетрудный вывод этой формулы.

Численный пример При расстоянии между пластинками $l = 2$ *см* $= 2 \cdot 10^{-2}$ *м* нужно напряжение не меньше 100 *в*, чтобы достичь плотности электронного тока $I/F = 6$ $a/м^2$

Форма вольтамперной характеристики на рис. 395 не является специфичной для накаленного катода. Такого же типа характеристики мы получаем во всех случаях «униполярной» проводимости, т. е. в тех случаях, когда *все* носители исходят из *одного* электрода.

Для интерпретации этих характеристик мы вернемся к случаю накаленного катода и будем пренебрегать небольшой собственной скоростью испаряющихся электродов. Мы считаем следовательно, что электроны не доходят самостоятельно к аноду благодаря диф-

фузии, а только переносятся к нему полем. Рассмотрим при таких упрощающих предположениях процесс, разыгрывающийся после включения тока накала. Подхватываемые полем электроны образуют между электродами облако пространственного заряда (ср. рис. 84). При этом часть исходящих из анода линий поля кончается

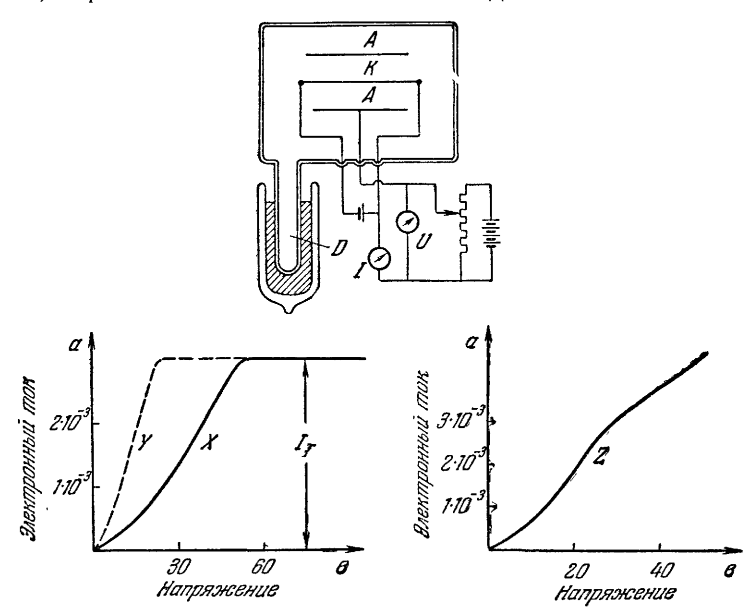


Рис. 394—396 Измерение зависимости тока от напряжения (вольтамперной характеристики) для накаленного катода. X — характеристика для высокого вакуума при наличии объемного заряда, Y — после удаления объемного заряда несколькими положительными ионами, Z — при возникновении тлеющего разряда. В отростке D имеется некоторое количество ртути. Давление ее паров можно менять, охлаждая ее погружением в охлаждающую ванну до $-100°$ (кривая X) или нагревая ее до $+70°$ (кривая Z) Кривая Y получается при промежуточной температуре. K—вольфрамовая проволока, A — никелевый цилиндр диаметром около 1 *см*.

не на катоде, а на электронах этого облака. Чем плотнее становится облако, тем слабее поле вблизи катода. В конце концов все линии поля оканчиваются на облаке, и перед катодом создается область, свободная от поля. Теперь поле уже не может увеличивать дальше число переносимых им электронов, электронный ток достигает своего полного значения, соответствующего данному напряжению. Все не увлекаемые полем электроны падают обратно на катод по параболическим траекториям и не используются, так как они отталкиваются отрицательным пространственным зарядом. Наибольшее возможное значение тока I_T — это ток насыщения, определяемый формулой (264).

XVIII. САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГАЗОВ

§ 154. Предварительное замечание. От электронной проводимости в высоком вакууме мы переходим непосредственно к явлениям самостоятельной проводимости в газах при произвольном давлении. Мы начнем с изучения несамостоятельного тлеющего разряда в газах. *Разряд — это устаревшее, но широко распространенное название явлений проводимости.*

§ 155. Несамостоятельный тлеющий разряд в газах. Положительный разряд, или плазма. На рис. 394 накаленный катод K окружен цилиндрическим анодом A. В отростке D имеется немного ртути. Давление паров ртути можно регулировать, по желанию изменяя температуру бани, в которую погружен отросток D. При температуре около —100° С мы получаем вольт-амперную характеристику X для электронного тока в высоком вакууме (рис. 395). При удалении охлаждающей бани давление паров ртути будет повышаться, и вместе с тем подъем кривой будет становиться все более крутым (кривая Y на рис. 395), но ток насыщения не больше, чем в вакууме. При еще более высоком давлении паров возрастание напряжения приводит к возникновению так называемого *тлеющего разряда*: сначала вспыхивает свечение вблизи катода, а затем оно распространяется на все поле между электродами. Теперь уже не наблюдается явление насыщения тока. С ростом напряжения ток непрерывно возрастает (кривая Z на рис. 396).

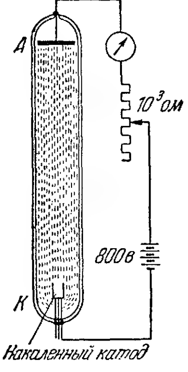


Рис. 397. Глеющий разряд в трубке с техническим накаленным катодом, изображенным на рисунке в виде цилиндра с тремя подводами тока. Он состоит из вольфрамового цилиндра покрытого, например, окисью бария и подогреваемого изнутри излучением раскаленной вольфрамовой проволоки. Снаружи он защищен от потерь излучения полированной металлической оболочкой. Электроны проходят через несколько отверстий в крышке защитного цилиндра.

Выполнив эти измерения, сделаем светящийся (тлеющий) разряд видимым издалека. На рис. 397 накаленный катод K и анод A, имеющий вид диска, разнесены на расстояние около

50 *см*. В стеклянной трубке имеются пары ртути или благородный газ, лучше всего неон. Напряжение должно теперь достигать нескольких сотен вольт. Трубка ярко вспыхивает по всей своей длине.

Таким образом, участие в процессе электропроводности молекул газа приводит к очень яркому свечению. Понимание этих явлений требует знакомства с некоторыми фактами, о которых мы будем говорить в томе, посвященном оптике. Здесь мы отметим лишь важнейшие из них.

1. Электроны могут *упруго* сталкиваться с атомами лишь до тех пор, пока их кинетическая энергия не превосходит некоторого значения, именно наименьшего значения энергии возбуждения $e \cdot U_A$. При этих условиях кинетическая энергия электрона при ударе практически не меняется.

Объяснение этого можно дать на основе § 41 «Механики». Пусть m есть масса электрона, а M масса атома; тогда формула (76) в указанном параграфе «Механики» дает нам для отношения значений скорости электрона до и после соударения с атомом выражение $\frac{u_{\text{до ст}}}{u_{\text{после ст}}} = \frac{m - M}{m + M}$, и так как $m \ll M$, то это отношение приближенно равно -1. При соударении с атомом ртути доля кинетической энергии, теряемая электроном, равна всего лишь $2 \cdot 10^{-4}$.

2. Когда кинетическая энергия электрона достигает или превосходит одно из многих значений энергии возбуждения $e \cdot U_A$ атома, с которым электрон сталкивается, то происходит передача энергии $e \cdot U_A$ атому.

3. Атом получивший от электрона соответствующую энергию, переходит на один из более высоких *энергетических уровней*. Он сохраняет эту добавочную энергию в течение некоторого времени, а затем отдает ее, и притом обычно в виде энергии испускаемого света. При наименьшем значении энергии возбуждения излучаемый свет состоит только из одной спектральной линии, а при более высоких значениях энергии большей частью из нескольких линий, длины волн которых можно определить на основании *схемы уровней* соответствующего атома. Поэтому цвет излучения сильно меняется в зависимости от кинетической энергии соударяющихся с атомами электронов.

4. В некоторых случаях возбужденный атом может и без эмиссии света передавать свою энергию другому атому с меньшей энергией возбуждения. Атомы, возбужденные такими «ударами второго рода» могут в свою очередь излучать характерные для них спектральные линии

5. Испускаемый свет может возбуждать другие атомы или отщеплять электроны из вещества стенок сосуда или электродов (фотоэлектрический эффект).

6. Возбуждение атома может приводить к его *ионизации*, т. е. к отщеплению свободного электрона; это явление называется *ионизацией при ударе*.

Теперь в игру включается новое обстоятельство, о котором мы не говорили в «Оптике»: при каждом акте ударной ионизации соударяющийся электрон *остается свободным* и, кроме того, освобождается еще *новый* электрон. Оба эти электрона могут приобретать в поле ускорение При следующем ионизирующем столкновении будет уже четыре электрона и т. д. Таким образом, в результате ударной ионизации запас электронов и ионов *лавинообразно* нарастает (рис. 398).

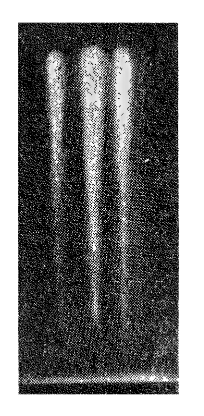


Рис. 398. Лавины ударной ионизации, снятые при помощи туманной камеры (камеры Вильсона); увеличено в 1,5 раза. Дно камеры служило катодом, ее крышка — анодом. Внизу из катода были отщеплены под действием ультрафиолетовых лучей три электрона в тот момент, как на несколько миллиардных долей секунды было создано электрическое поле. Камера заполнена азотом при давлении в 280 тор. Напряженность поля порядка 10^6 *в/м*. След лавины наверху расширен вследствие диффузии ионов, а внизу частично разрушен побочными явлениями. (Снимок Г. Ретгера.)

Все сказанное относится к соударениям электронов с *атомами*, но мы рассматривали только наиболее часто встречающиеся случаи. *Молекулы* могут при соударениях с электронами и при поглощении света испытывать, кроме того, и химические превращения. Поэтому соотношения становятся еще более сложными, чем в случае одноатомных газов и паров.

После этих подготовительных замечаний вернемся снова к рис. 395. При увеличении плотности газа вольтамперная характеристика Y становится круче, чем в высоком вакууме (кривая X на рис. 395). Причина: при соударениях электронов с атомами возникает некоторое количество положительных ионов. Их число еще исчезающе мало по сравнению с числом электронов, иначе ток насыщения должен был бы быть больше, чем в высоком вакууме. Так как масса ионов значительно больше массы электронов, то приобретаемая ими скорость значительно меньше скорости электронов. Поэтому они долго остаются в поле, и в течение всего этого времени могут компенсировать заряд многих пролетающих мимо них электронов. Этим уменьшается отрицательный пространственный заряд, и развитие электронного тока идет более беспрепятственно.

При высоком давлении газа возникает тлеющий разряд, т. е. начинается самостоятельная электропроводимость (кривая на рис. 396). Объяснение: соударения между электронами и молекулами газа происходят достаточно часто, чтобы запас ионов мог начать лавинообразно возрастать. Светящийся газ между электродами раньше называли «положительным

столбом», теперь чаще применяется название *плазма*. Идеальной плазмой называют полностью ионизированный газ, состоящий только из положительных ионов и электронов. Под действием обычных ионизующих факторов, например рентгеновских лучей, всегда расщепляется на ионы и электроны лишь небольшая доля молекул; помимо того, большинство электронов соединяется с молекулами, образуя отрицательные ионы. Во многих электрических разрядах плазма еще «разбавлена» нейтральными молекулами, но даже наличие нескольких сотен молекул на один ион не имеет больше значения. Свойства плазмы были изучены очень подробно, преимущественно с помощью зондов: так называют проволочный электрод, вводимый в ту или иную область плазмы.

Отрицательно заряженный зонд вытесняет электроны из окружающей его области. При отсутствии электронов не могут происходить ни ионизующие столкновения, ни захват ионами электронов. Невозможен также процесс образования нейтральных атомов и возвращение их в основное состояние с испусканием света. Поэтому зонд окружен небольшим темным облачком.

При высокой температуре многих неподвижных звезд плазма может существовать и без внешнего электрического поля. В лаборатории же нельзя отказаться от него. Нужна незначительная ударная ионизация, чтобы возмещать потери электронов, обусловленные их рекомбинацией и уходом. При этом, однако, скорость движения электронов и ионов в направлении поля очень мала, над ним доминирует неупорядоченное также и *по направлению* движение, это — следствие большого числа происходящих *упругих* ударов. Можно поэтому приписать как ионам, так и электронам определенную температуру, но отнюдь не одну и ту же для тех и других частиц, так как при упругих соударениях не имеет места необходимый обмен энергиями (стр. 324). Температура обоих носителей заряда возрастает при возрастании действующей напряженности поля $\mathfrak{E}$.

Несмотря на постоянно действующую силу, обусловленную напряженностью поля $\mathfrak{E}$, электроны в плазме в среднем *движутся с постоянной скоростью* u, а не «падают» с ускорением, как в высоком вакууме. Эта постоянная скорость перемещения возникает следующим образом: каждый электрон подобно молекуле газа пробегает между двумя соударениями за время t некоторый путь — *длину свободного пробега* λ. За это время он испытывает в направлении поля ускорение $b = \frac{\mathfrak{K}}{m} = \frac{e \cdot \mathfrak{E}}{m}$ и приобретает добавочную скорость в направлении поля

$$u' = b \cdot t = \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot t. \qquad (267)$$

При каждом соударении электрон теряет эту добавочную скорость. Так, например, при *отражении* в направлении против

поля он на протяжении следующего свободного пробега будет полем *тормозиться*. В силу этого скорость электронов не нарастает постоянно; несмотря на постоянно действующую на него силу $\mathfrak{K} = e \cdot \mathfrak{E}$, электрон перемещается к аноду со *средней* скоростью дрейфа: $u = \frac{1}{2} u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot t$. Время свободного пробега электрона t связано с длиной этого пробега λ и с «термической скоростью» $u_т$ соотношением $t = \frac{\lambda}{u_т}$. Подставляя это в формулу (267), получаем для скорости перемещения выражение

$$u = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{\lambda}{u_т} \cdot \mathfrak{E}. \qquad (268)$$

Для ионов применимы те же соотношения.

В *слабо* ионизованных газах длина свободного пробега определяется только давлением, а термическая скорость $u_т$ — только температурой. Обе эти величины, следовательно, не зависят от напряженности поля. Поэтому скорость носителей электричества пропорциональна напряженности поля и закон Ома сохраняет силу (§ 135). В *плазме* же «термическая» скорость $u_т$ растет, как корень квадратный из напряженности поля, и потому скорость носителей растет не пропорционально напряженности поля, а пропорционально корню квадратному из этой величины.

На рис. 397 плазма заполняет все поперечное сечение стеклянной трубки. При высоком давлении она часто принимает вид тонкой нити, окруженной несветящимся или слабо светящимся газом. Чем можно объяснить такое ограничение плазмы с боков? Почему электроны не диффундируют немедленно во все стороны? Ответ: это обусловлено чрезвычайно большим различием скоростей ионов и электронов. По сравнению с электронами ионы практически находятся в покое. Они не могут следовать за первыми электронами, диффундирующими в сторону. Поэтому нить или шнур плазмы окружается электрическим полем, направленным радиально наружу, и это поле отбрасывает назад следующие электроны. Такое электрическое поле, возникающее вследствие различия в скоростях диффузии, называют *двойным слоем*. Плазма очень сходна таким образом с металлической проволокой, в которой также всегда двойной слой препятствует выходу электронов (§ 231).

§ 156. Самостоятельный тлеющий разряд в газах и «жесткий» разряд в газах. Наблюдения, к описанию которых мы сейчас переходим, принадлежат к числу наиболее старых в области электропроводности газов. Они относятся ко времени между 1700—1890 годами.

Разрядная трубка на рис. 408 (стр. 334) сходна с трубкой, изображенной на рис. 397, но только накаленный катод в ней заменен холодным. Последний может быть сделан из любого металла; здесь выбрана ртуть. Источник тока имеет напряжение около 800 *в*,

сопротивление, включенное в цепь, ограничивает ток несколькими десятыми ампера.

Мы наблюдаем то же, что и при накаленном катоде: почти три четверти длины трубки заполнены *плазмой*. Только вблизи катода можно наблюдать некоторые новые явления, проявляющиеся в изменении цвета и интенсивности свечения газа. При давлениях, измеряемых несколькими миллиметрами ртутного столба, эти явления ограничиваются областью, непосредственно примыкающей к катоду.

Проследим теперь экспериментально за этими процессами у катода, выбрав в качестве газа для наполнения трубки воздух. Сама разрядная трубка имеет вид, изображенный на рис. 397, но только оба металлических электрода имеют вид дисков с отверстиями в средней части (рис. 399). Мы будем постепенно понижать давление в трубке и одновременно повышать напряжение приблизительно до 20 000 *в*.

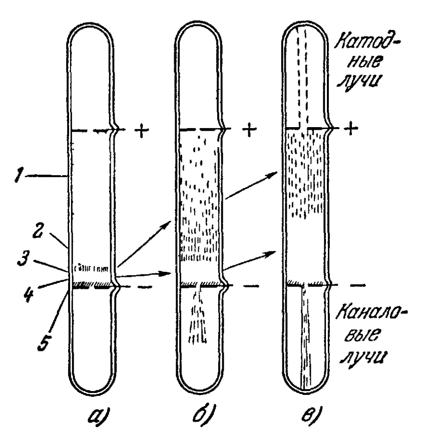


Рис. 399 Разряд в трех различных областях давления Масштаб 1 · 10 1 — положительный столб, 2 — темное пространство Фарадея, 3 — тлеющее свечение, 4 — темное пространство Гитторфа, 5 — тлеющий, или катодный, слой.

При давлении, измеряемом 1 *мм* рт. ст. (рис. 399, *а*), мы видим на катоде слабо светящуюся розовую «тлеющую пленку» или «катодный слой». За ним следует первое темное пространство, называемое пространством Гитторфа, и фиолетовое «тлеющее свечение», ограниченное со стороны катода резкой границей. С анодной стороны тлеющее свечение постепенно переходит во второе — так называемое фарадеево — темное пространство, а далее постепенно начинается плазма, простирающаяся в виде «положительного столба» до анода. Часто плазма четко разделяется на чередующиеся темные и светлые области, которые нередко перемещаются; причины этих явлений с достоверностью не известны.

Покрытая тлеющим свечением часть площади катода вначале растет пропорционально току, так что плотность тока в этом свечении остается постоянной. При этом разряд называется *незатрудненным*. Когда свечение покрывает всю площадь катода, плотность тока начинает повышаться, и разряд называется *затрудненным*.

При давлениях, измеряемых несколькими десятыми миллиметра ртутного столба, светящаяся пленка и область тлеющего

разряда сильно увеличиваются и вытесняют положительный столб. Из отверстия в катоде исходит в обратном направлении диффузно отграниченный светящийся пучок лучей, называемых *каналовыми лучами* (рис. 399, *б*).

При давлениях, измеряемых сотыми долями миллиметра ртутного столба, мы переходим от предельного случая «тлеющего» разряда к другому предельному случаю — «жесткому» разряду в газе. Первое темное пространство заполняет примерно половину расстояния между электродами. Тлеющее свечение блекнет, оно перекрывается зеленоватой люминесценцией стекла. Пучок каналовых лучей становится резче и длиннее, он четко выделяется на фоне диффузно светящейся окружающей его области. Через отверстие в аноде вылетают *катодные лучи*, вызывающие интенсивную зеленую люминесценцию стенок трубки, на которые они попадают (рис. 399, *в*).

По степени отклонения этих лучей магнитным полем и по направлению этого отклонения легко убедиться в том, что мы имеем дело именно с катодными лучами. Для более точной идентификации можно также произвести определение атомного веса частиц этих лучей по их отклонению в магнитном поле (§ 150).

Каналовые лучи состоят преимущественно из роя летящих положительных ионов. Подробнее см. главу XIX.

Кроме положительных ионов, в каналовых лучах всегда обнаруживаются также отрицательно заряженные и нейтральные атомы и молекулы. Они возникают при перезарядке летящих через газ положительных ионов в результате частых соударений с молекулами газа. Эти соударения значительно усиливают видимость каналовых лучей.

Визуальные наблюдения могут быть существенно дополнены измерениями распределения напряжения между K и A, производимыми с помощью проволочных зондов [1]). Результаты этих измерений схематически изображены на рис. 400. Большая часть общего напряжения лежит на коротком отрезке линий поля в первом темном пространстве. Это напряжение называют *катодным падением напряжения*. Таким образом, в первом темном пространстве поле очень сильно. Далее почти по всей длине трубки идет область низкой напряженности поля. Напряжение на всем этом отрезке составляет лишь небольшую долю от катодного падения. Только непосредственно около анода имеет место небольшое «анодное падение».

Количественное истолкование явлений очень трудно. Качественно достоверно следующее: положительные ионы, получившие

[1]) Измерения напряженности электрического поля $\mathfrak{E}$ при помощи зондов всегда требуют наличия носителей электричества в измеряемом поле. В противном случае результаты становятся ошибочными из-за конечной емкости вольтметра.

в поле ускорение, ударяются о катод и в результате процесса ударной ионизации отщепляют от атомов металла электроны. Последние отталкиваются катодом в обратном направлении и на своем пути через газ создают при столкновениях с его молекулами новые положительные ионы.

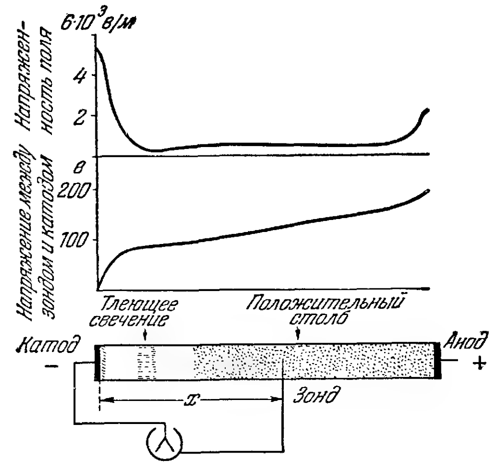


Рис. 400. Распределение напряжения и напряженности поля в затрудненном тлеющем разряде.

Вопрос о том, будет ли на том или ином отрезке пути происходить преимущественно ионизация при ударе или оптическое возбуждение испытавших удар молекул, решается тем, каково значение кинетической энергии электронов на этом отрезке пути.

По существу проблемой является механизм возникновения указанного распределения поля в результате возникновения положительных пространственных зарядов. Механизм образования последних различен для случаев тлеющего и жесткого разряда в газе. Однако всегда область наибольшей напряженности поля лежит непосредственно у катода. В этой области электроны (катодные лучи) и положительные ионы (каналовые лучи) получают свою скорость, направленную перпендикулярно к поверхности катода. На дальнейших участках пути проводимости слабое электрическое поле не может заметным образом изменить ни величины ни направления скорости электронов. Поэтому положение анода не оказывает никакого влияния на траекторию катодных частиц. Величина и форма положительного столба имеют совершенно второстепенное значение. Анод *A* может помещаться в каком-нибудь боковом отростке трубки, лишь бы он не был расположен слишком близко к катоду. Если не хватает места для первого темного пространства, то самостоятельный разряд вообще не возникает: темное пространство, важнейшая часть пути разряда, не может быть устранено.

Этот факт использован на рис. 401. В левом отростке трубки находится простое устройство для обнаружения заряда катодных лучей. В нем анодом служит полый цилиндр *1* с крышкой из сетки. Через отверстия этой сетки, приходящие от *K* катодные лучи попадают во второй полый цилиндр *2*, в котором они застревают, заряжая его. Между *1* и *2* возникает напряжение в несколько тысяч вольт, и во включенном в цепь искровом промежутке *F* проскакивают небольшие искры. Малость расстояния между цилиндрами *1* и *2*

препятствует образованию катодного темного пространства и тем самым прохождению тока в сильно разреженном газе.

А. Венельт указал очень наглядный способ демонстрации также и медленных катодных лучей. Он получал их с помощью очень маленького накаленного катода в газе при низком давлении. Видимый след катодных лучей имеет при этом вид тонкой, ярко светящейся нити. Резкое отграничение таких «нитевидных» лучей с боков объясняется так же, как образование шнура в плазме (стр. 326).

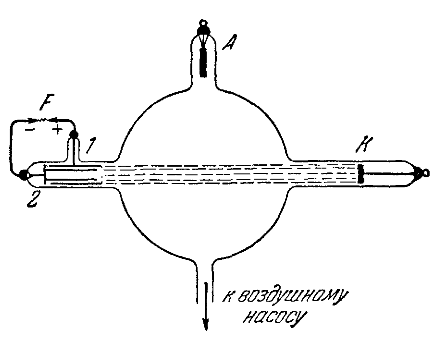


Рис. 401 В разреженном газе самостоятельная электропроводность затруднена, если слишком малое расстояние между электродами 1 и 2 делает невозможным развитие первого темного пространства Это обстоятельство используется для обнаружения заряда катодных лучей, исходящих из катода K.

Тлеющий разряд отнюдь не ограничен областью низких давлений газа. Его можно наблюдать и при давлениях в 1 *ат* и выше. Типичным примером является разряд на остриях. Разряд на остриях возникает в *неоднородном* электрическом поле в области больших значений напряженности этого поля. На рис. 402 в качестве примера изображен конденсатор, состоящий из острия и пластинки, соединенных с полюсами электростатической машины. Напряжение равно приблизительно 2000 *в*. Вблизи острия можно невооруженным глазом видеть

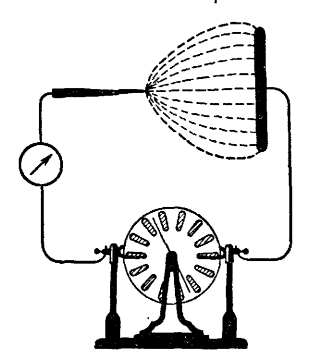


Рис. 402 Схематическое изображение линий электрического поля между острием и пластинкой.

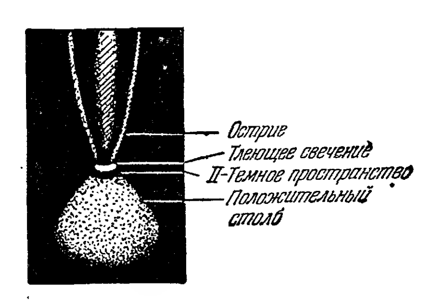
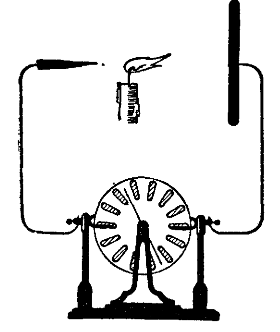


Рис 403. Разряд на острие в комнатном воздухе при наблюдении в микроскоп.

как бы светящуюся синевато-красным светом кисточку. В этой области имеет место интенсивная ударная ионизация. Электроны всегда уходят из нее быстрее, чем ионы. Вследствие этого светящаяся кисточка всегда имеет избыток положительных зарядов,

т. е. является областью положительного пространственного заряда. При наблюдении в микроскоп у острого катода можно различить все детали типичного тлеющего разряда. На рис. 403 непосредственно у *катода* видно тлеющее свечение, затем второе (фарадеево) темное пространство и примыкающий к нему отчетливый положительный столб.


Рис. 404. Электрический, или ионный, ветер Опыт производит наиболее сильное впечатление в теневой проекции

Носители того же знака, что и острие, вытягиваются из светящейся кисточки в темную главную часть пути тока. При этом вследствие внутреннего трения они увлекают с особой молекулы воздуха. Возникает «электрический ветер». На рис. 404 показано, как этот ветер отклоняет в сторону пламя.

Само собой разумеется, что явление электрического ветра отнюдь не связано исключительно с разрядом на остриях. В этом случае его только особенно легко наблюдать. Электрический ветер, т. е. увлечение движущимися ионами газа, возникает при самых разнообразных формах самостоятельной и несамостоятельной проводимости в газах. Нужно только, чтобы в соответствующем участке пути тока перемещались в избытке носители электричества какого-нибудь одного знака. Иначе действия ионов, перемещающихся в противоположных направлениях, взаимно компенсируются. При разряде на остриях эти условия выполняются особенно хорошо. На рис. 404 во всем *темном* пространстве движутся преимущественно ионы *одного* знака, именно знака острия

§ 157. Применения самостоятельной проводимости газов при низких давлениях. Самостоятельный, т. е. происходящий при холодном катоде, тлеющий разряд сыграл важную роль в развитии учения об электричестве и получил разнообразные практические применения. Разряды такого типа, как показано на рис. 399,*а*, демонстрировались уже в XVIII веке. Фрэнсис Гауксби применял уже в 1705 г. положительный столб как источник света. В наше время светящиеся трубки получили повсеместно широкое распространение для целей освещения и рекламы.

Трубки часто достигают нескольких метров в длину и обычно заполняются благородными газами. Часто используется не только видимое излучение положительного столба, но и ультрафиолетовое, возбуждающее видимую флуоресценцию стенок трубки. Это может быть достигнуто с помощью разнообразных веществ, растворенных в стекле трубки. Важнейшая для работы лампы часть ее, катод и примыкающая к нему область, обычно бывают скрыты конструкцией лампы [1]).

[1]) Современным вариантом газосветных ламп, имеющим важное техническое применение, являются так называемые *люминесцентные лампы.* Они представляют собой длинные трубки, в которых возникает тлеющий разряд в атмосфере аргона при давлении в несколько миллиметров ртутного столба с добавлением паров ртути со значительно меньшим давлением. Элек-

Для ламп с очень малой силой света удобно использование светящегося слоя у катода. Такие лампы *тлеющего света* выпускаются в весьма разнообразных конструкциях и формах. На рис. 405 облачко тлеющего свечения парит над железным электродом, содержащим барий. Лампа наполнена смесью благородных газов, катодное падение составляет меньше 100 *в*. Положительный столб почти полностью подавлен, он сжат в небольшое облачко у анода. Катод, имеющий вид проволоки, окружен тлеющим разрядом в виде свободно парящей оболочки. При незатрудненном разряде (стр. 328) длина ее, как показывает опыт, пропорциональна току.

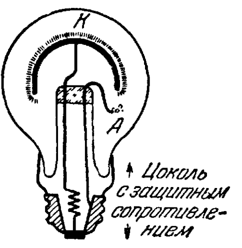


Рис. 405. Лампа тлеющего разряда. Смесь неона с гелием. Давление около 15 *мм* рт ст.

Из исторического пиетета мы упомянем о еще двух других применениях самостоятельного разряда в газах при низком давлении, именно о газонаполненной рентгеновской трубке и об окошке Ленарда.

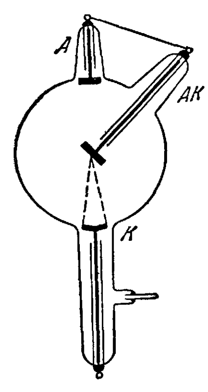


Рис 406 Газонаполненная рентгеновская трубка с катодом в виде вогнутого зеркала

Рентгеновская трубка с газовым наполнением изображена на рис. 406. *К* — катод, имеющий форму вогнутого зеркала, *АК* — анод, или антикатод (вспомогательный анод *А* облегчает откачку лампы при ее изготовлении). Давление воздуха составляет примерно 0,1 *мм* рт. ст. При таком давлении тлеющее свечение и положительный столб уже не видны, но след катодных лучей между *К* и фокусом на *АК* иногда еще слегка заметен. Передняя половина колбы светится зеленым светом. Эта люминесценция вызывается не рентгеновскими лучами, а катодными, которые в большой мере отражаются от антикатода.

Окошко Ленарда. Пусть мы имеем эвакуированную стеклянную трубку ($p=10^{-3}$ *мм* рт. ст) с катодом в виде пластинки *К* и произвольно расположенным анодом *А* (рис. 407). Катодные лучи падают на металлическую пластинку *М* с отверстиями, прикрытыми тонким листком алюминия Al или стеклянной пленкой (уплотнение смазкой). Катодные лучи пронизывают это сплошное, удерживающее газ окошко и выходят

троды — накаленные, но поддерживаются они в накаленном состоянии не путем подогрева от внешнего источника, а за счет бомбардировки их ионами, получающими большие скорости в темном пространстве Излучение такого разряда содержит практически (на 95%) только ультрафиолетовую линию ртути с длиной волны 254 *ммк*. Это ультрафиолетовое излучение трансформируется в видимое слоем люминесцирующего порошка, нанесенным изнутри на стенки трубки. Подбирая тот или иной состав этого слоя, можно получать лампы с разными оттенками белого света, в том числе и так называемые лампы дневного света, спектр свечения которых достаточно близок к естественному дневному освещению.

Такие же лампы, изготовленные из специального стекла с высокой прозрачностью в ультрафиолетовой области и не имеющие люминофорного покрытия, являются эффективным источником ультрафиолетового коротковолнового излучения, убивающего многие болезнетворные микроорганизмы и их зародыши. Они получили название *бактерицидных ламп* и широко применяются для дезинфекции воздуха и различных предметов.— *Прим. перев.*

наружу, в воздух. В результате ударной ионизации молекулы воздуха светятся красновато-фиолетовым мерцанием. Люминесценцию надлежащим образом подобранных экранов (например, из силиката цинка) можно видеть издали.

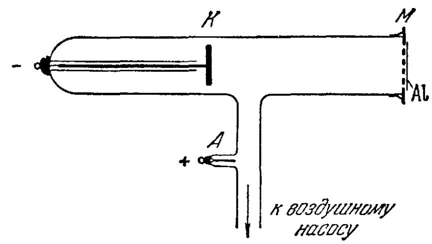


Рис 407. Трубка для получения катодных лучей с окном из алюминиевой фольги по Ленарду.

Окно Ленарда дало возможность изучать катодные лучи вне места их возникновения. Сам Ленард, пользуясь этим окном, заложил непреходящие основы современной атомной физики и ее смелых попыток создать модель атома (ср. § 170 и «Оптику», § 169) [1].

В настоящее время *каналовые лучи* играют особо важную роль в применениях самостоятельной электропроводности газов. Они дали возможность построить масс-спектрографы. Последним будет посвящена отдельная глава.

§ 158. Дуговой разряд. Трубкой, изображенной на рис. 408, мы пользовались для демонстрации тлеющего разряда. Теперь увеличим ток, уменьшив сопротивление, включенное последовательно с трубкой. При токе около 1 *а* форма разряда скачкообразно изменяется, вместо тлеющего разряда возникает дуговой разряд с током в несколько ампер. Одновременно полностью изменяется картина у катода. Вместо тлеющей пленки мы видим на катоде ослепительно яркое, танцующее по нему пятно. Из него непрерывно разбрызгиваются в верхнюю половину трубки маленькие капельки ртути; там они испаряются, образуя в плазме плотные ярко светящиеся облачка.

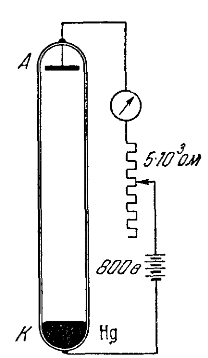


Рис 408 К демонстрации тлеющего и дугового разряда в благородном газе при катоде из ртути.

Как мы должны определить понятие *дугового разряда или электрической дуги*? По тому единственному признаку, что это самостоятельный разряд с очень небольшим катодным падением. Во многих случаях достаточно напряжения в несколько вольт, чтобы из катода мог исходить электронный ток с очень большой поверхностной плотностью. Это может происходить двояким образом. Либо катод в отдельных точках сильно разогревается, так что ток сам обеспечивает накал катода, либо непосредственно у катода создается облако положительных ионов, которое

[1]) Ленард, несомн[енно], имеет серьезные заслуги в развитии физики атома. Однако та оценка [р]оли, которую дает автор, представляется нам субъективной и неоправдан[н]ой.— *Прим. перев.*

создает у катода напряженность поля порядка 10^8 *в/м*. Такой напряженности поля достаточно, чтобы вырывать из катода электроны даже при низкой температуре (§ 232). В этом случае говорят о дуге, создаваемой полем.

Эти признаки являются общими для всякого дугового разряда, в остальном же формы этих разрядов могут быть весьма разнообразны. На рис. 408 положительный столб сохраняется, его яркость в соответствии со значительно большей силой тока, конечно, больше, чем в случае тлеющего разряда. Плазма в пространстве между электродами может развиваться в наполняющем трубку газе, например в каком-нибудь инертном газе при давлении в несколько атмосфер между вольфрамовыми электродами. Она может также создаваться благодаря испарению или сжиганию электродов; примерами этого являются ртутная и угольная дуга. Газ между электродами часто разогревается до очень высокой температуры; при этом существенное участие в поддержании плазмы могут играть процессы термической ионизации. Многообразие наблюдаемых здесь явлений очень велико, мы упомянем только несколько примеров.

Для зажигания дуги в воздухе между угольными электродами (рис. 409) нужно на короткое время привести оба электрода в соприкосновение и затем раздвинуть их.

Применение этой дуги в качестве источника света, особенно в проекционных установках и прожекторах, общеизвестно. Даже в проекционных аппаратах для сравнительно больших залов

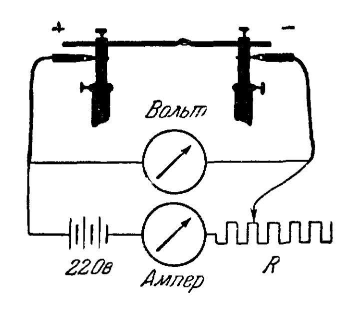


Рис. 409. Светящаяся дуга между двумя угольными стержнями

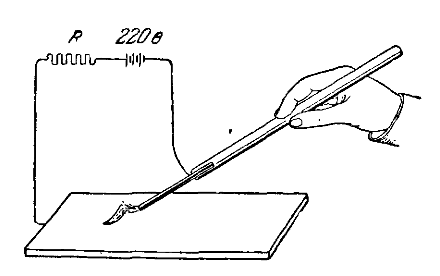


Рис. 410. Светящаяся дуга с движущимся катодом.

можно пользоваться дугами, в которых ток не превосходит 5 *а*. Для технических целей, например для прожекторов, кинопроекции и для плавки, применяются дуги с токами в сотни ампер.

Температура в атмосфере дуги может достигать очень высоких значений. В кратерообразном углублении на аноде, возникающем в результате испарения, температура достигает 3800° С; в по-

ложительной колонне можно получить даже температуру в 10000° С. Возможность получения таких высоких температур придает большое значение светящейся дуге для физических лабораторий.

Главным источником электронов является раскаленный добела катод. При холодном катоде поддерживать дугу невозможно. Это показывает опыт, изображенный на рис. 410. Одним электродом является металлическая пластинка, другим — угольный или металлический стержень. Когда стержень является катодом, дугу можно как угодно перемещать по пластинке, она следует за движениями катода. Если же стержень служит анодом, то катодный конец дуги нельзя перевести на соседнее холодное место пластинки.

На практике особо важное значение получили электрические дуги, горящие в атмосфере ртутных паров. Укажем несколько примеров:

а) *Ртутные лампы* — удобнейший источник ультрафиолетового излучения с длинами волн до $\lambda=200$ *ммк*. Электродами служит жидкая ртуть, помещаемая в оба колена кварцевой трубки (рис. 411). Давление паров ртути часто превышает 1 *ат*. В медицинской практике эти лампы иногда называют искусственным «горным солнцем»[1]).

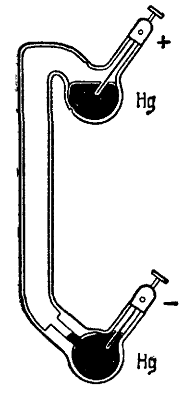


Рис. 411 Ртутная лампа в колбе из кварца.

б) *Ртутные выпрямители*, применяющиеся для мощностей, иногда превышающих 1000 *квт*. Они преобразуют переменный ток в постоянный без помощи каких-нибудь машин и практически безынерционно. При том напряжении, на которое эти выпрямители рассчитываются, дуга может гореть лишь в том случае, когда катодом служит ртуть. На этом и основано их выпрямляющее действие.

с) *Тиратроны* — органы включения и управления током, обладающие при больших нагрузках рядом преимуществ по сравнению с трехэлектродными лампами с высоким вакуумом Они представляют собой ртутную лампу с накаленным катодом и управляющей сеткой между катодом и анодом. Дуга «зажигается» только при определенном значении «управляющего напряжения» между катодом и сеткой, после чего она горит дальше. Чтобы

[1]) Ртутные лампы с электродами из жидкой ртути, вроде лампы, изображенной на рис. 411, в настоящее время почти полностью вышли из употребления. В современных ртутных лампах *высокого давления* (от 0,3 до 3 *ат*) и *сверхвысокого давления* (от 3 до нескольких сот атмосфер) применяются вольфрамовые активированные самокалящиеся электроды. Ртуть вводится в лампу в виде строго дозированной маленькой капельки ртути, испаряющейся при зажигании лампы и создающей в ней строго определенное давление паров ртути. Лампы обычно наполняются разреженным аргоном.— *Прим. перев.*

потушить ее, необходимо разомкнуть ток. При переменном токе, например, это происходит автоматически в фазах c (рис. 412). В фазах b каждый раз накладывается необходимое для зажигания дуги управляющее напряжение. При этом через прибор пропускается ток, соответствующий заштрихованной части верхней кривой Чем больше отрезок ab, тем меньше заштрихованная площадь и тем самым и среднее по времени значение пропускаемого тока. Недостатком такого способа управления током является сильное искажение кривой формы тока, его преимуществом — возможность надежно управлять очень сильными токами (100 *а* и больше) [1]).

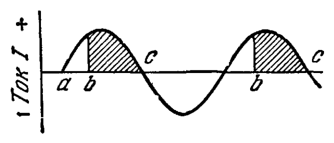


Рис. 412. К выяснению действия тиратрона.

§ 159. Процессы зажигания и возникновение самостоятельных разрядов. В своих основных чертах тлеющий и дуговой разряды менее сложны, чем можно было бы думать, основываясь на пестром многообразии зрительных впечатлений. *Полностью цветнослепые исследователи, вероятно, быстрее обнаружили бы существенные черты этих явлений, чем это удалось сделать наблюдателям с нормальным цветным зрением.* Часто совершенно несущественное изменение цвета направляет внимание исследователя в ложную сторону. Так, например, из анода (рис. 408) часто вырывается большой огненный язык: это означает только, что в соответствующей области кинетическая энергия электронов в плазме превзошла следующий уровень возбуждения наполняющего трубку газа. Технические исследования в очень большой мере разъяснили количественно процессы тлеющего и дугового разрядов, в специальной литературе можно найти множество увлекательных подробностей. Здесь мы коротко упомянем только о двух пунктах: процессе зажигания и возникновении самостоятельного разряда.

Между моментом установления электрического поля и моментом возникновения разряда всегда проходит заметное время. На небольшую долю секунды можно наложить напряжение, значительно превышающее рабочее напряжение, без того, чтобы возник разряд. Это *запаздывание зажигания* объяснить нетрудно. Образование носителей должно происходить в результате ионизации при ударе. Начало этого процесса требует наличия некоторого количества электронов. Они возникают повсюду в

[1]) Для лабораторных целей обычно в тиратронах вместо дугового разряда применяют тлеющий ($\approx$0,1 *а*). Такой тиратрон представляет собой небольшую трехэлектродную лампу, наполненную благородным газом. Напряжение зажигания тлеющего разряда между анодом и накаленным катодом можно изменять от 50 до 200 *в*, изменяя отрицательный потенциал сетки в пределах 0—6 *в*.

результате ионизации воздуха космическим излучением [1]) (около двух пар ионов в секунду в 1 *см*³), а над сушей также и излучением радиоактивных веществ (около восьми пар ионов в секунду на 1 *см*³). Часто также на стенках адсорбируются носители, возникшие при предшествующих разрядах. Такие случайно имеющиеся в наличии носители дают начало процессу ударной ионизации, который далее развивается лавинообразно.



Рис. 413. Развитие электрической искры. Анод находится вверху (Снимок на движущейся пластинке, сделанный Б. Вальтером.)

Задержку зажигания на несколько секунд можно продемонстрировать с помощью любой лампы тлеющего разряда (рис. 405). Освещение ее тлеющим разрядом значительно сокращает эту задержку. Причина: свет разряда отщепляет от отрицательного электрода электроны.

В неоднородных электрических полях процесс зажигания начинается в областях высокой напряженности поля, т. е. вблизи острий. Сначала возникают «пучки», затем — искры. В их возникновении существенную роль играют ультрафиолетовые лучи, которые могут отщеплять электроны и от молекул газа. Лавины, возникающие при ударной ионизации с участием ультрафиолетовых лучей, могут распространяться в направлении, противоположном тому, какое показано на рис. 398. Это было обнаружено с помощью камеры Вильсона.

Конечной стадией пучкового разряда является искра. Оба пучка соединяются и в конечном счете перекрывают пространство между электродами. При этом электрическое поле разрушается и возникает кратковременный импульс тока очень большой силы. Интенсивные процессы ударной ионизации часто дают ослепительное свечение, а сильное местное нагревание на пути тока вызывает громкий треск. На рис. 413 приведена снятая на движущейся пластинке фотография, показывающая развитие во времени искры между двумя остриями, служащими границами поля. Отдельные пучки возникают вследствие слишком медленного выделения электронов из источника тока (аналогично релаксационным колебаниям, см. «Механика», § 114). Так же развиваются во времени и самые большие из известных

---

[1]) Длительность жизни ионов составляет примерно 70 *сек.* Поэтому плотность числа их очень невелика, около 700 на 1 *см*³, и воздух является прекрасным изолятором.

нам искр — молнии, некоторые данные о которых будут приведены в § 159а.

В таблице 13 приведены некоторые данные, характеризующие связь между напряжением и пробойной длиной искры.

Таблица 13

Пробойная длина искры в комнатном воздухе

Напряжение, *в*	Между остриями, *мм*	Между шарами диаметром 5 *см*, *мм*
20 000	15,5	5,8
40 000	45,5	13
100 000	220	45
200 000	410	262
300 000	600	530

§ 159а. Атмосферное электричество, грозы. При хорошей погоде к Земле постоянно устремляется поток положительных ионов, увлекаемый электрическим полем, верхний, положительно заряженный слой которого находится на высоте около 65 *км*. Напряжение между этим слоем и Землей составляет около $2{,}5 \cdot 10^5$ *в*. Плотность тока для этого направленного к Земле потока ионов равна $3 \cdot 10^{-12} a/м^2$, что соответствует для всей Земли току в 1500 *а*.

При грозах в среднем за каждую секунду происходит около 100 разрядов, каждый из них переносит количество электричества около 20 *а·сек* при токе приблизительно в $2 \cdot 10^4 a$.

При возникновении грозы роль электроразделительной силы (§ 237) играет вес капелек воды. Быстро падающие более крупные капли в 85% всех случаев заряжены отрицательно. Они получают свой заряд в результате захвата маленьких ионов, парящих в воздухе. Эти отрицательные носители не обязательно должны достигать Земли. Они могут, даже находясь на значительной высоте, увеличивать ее отрицательный заряд (ср. рис. 84). Иногда они индуцируют в отдельных местах положительные заряды, которые удаляются с острий всякого рода (ср. стр. 64), в первую очередь с деревьев (эти разряды иногда сопровождаются видимым свечением). В других случаях между отрицательно заряженным облаком и Землей проскакивают молнии (впрочем, большей частью молнии проскакивают между двумя облаками).

Иногда молнии приносят также на Землю положительные заряды и уменьшают этим ее отрицательный заряд. В этих случаях капли воды были заряжены положительно.

§ 159б. Связь между током и напряжением при самостоятельном разряде в газах. Наш общий обзор самостоятельного разряда в газах требует еще одного дополнения, важного и для экспериментальной работы.

До сих пор мы встречались при изучении явлений электропроводности с двумя характерными формами связи между током и напряжением.

1. Ток и напряжение пропорциональны друг другу, справедлив закон Ома.

2. При повышении напряжения ток достигает насыщения, как это показано, например, на рис. 370.

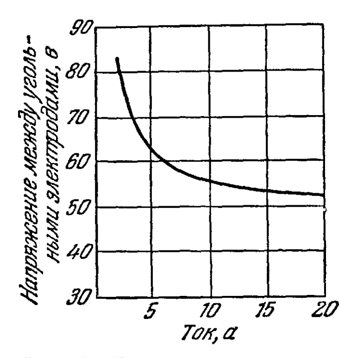


Рис. 414 Вольтамперная характеристика дуги

При тлеющем разряде и в светящейся дуге имеет место третья форма этой связи. Это — так называемая *падающая характеристика*, показанная на рис. 414.

Возрастание тока приводит к уменьшению напряжения между электродами. На рис. 414 кривая не доведена до оси ординат: дуга и тлеющий разряд возникают лишь тогда, когда ток превышает некоторое определенное значение, зависящее от условий опыта.

Падающая характеристика возникает в результате ряда взаимосвязанных процессов. Рассматривая электролитическую проводимость, мы могли пояснить возникновение падающей характеристики на одном относительно простом частном случае (§ 146). Процессы, происходящие в светящейся дуге и при тлеющем разряде, слишком сложны для этого.

XIX. КАНАЛОВЫЕ ЛУЧИ И МАСС-СПЕКТРОГРАФЫ

§ 160. Предварительное замечание. Среди частных явлений самостоятельной электропроводности газов особенно важную роль играют каналовые лучи, открытые Евгением Гольдштейном в 1886 г. Они дали возможность построить масс-спектрографы. Помимо этого, каналовые лучи, возникающие в водороде и гелии, дали науке мощное орудие для осуществления превращений атомных ядер и создания искусственной радиоактивности.

§ 161. Значение масс-спектрографов. Многие элементы, несмотря на то, что в химическом отношении они ведут себя однородно, оказываются в действительности *смешанными* элементами. С помощью масс-спектрографов можно показать, что они представляют собой смесь атомов нескольких сортов с различными массами. Отдельные сорта атомов одного элемента называются *изотопами*[1]). *Атомные веса изотопов являются приблизительно целочисленными.* Округленные до целочисленных значений они называются *массовыми числами* и помещаются при химических символах атома в виде индексов вверху, слева от символа.

Пример. Смешанный элемент хлор имеет в химической шкале (стр. 294 внизу) атомный вес 35,46. Из общего числа его атомов 75,4% принадлежат изотопу хлора ^{35}Cl и круглым счетом 24,6% — изотопу хлора ^{37}Cl.

В химической шкале в основу определения молекулярных весов (M) и атомных весов (A) кладется *смешанный* элемент кислорода, атомный вес которого принимается равным 16 000. Таким образом, химическая шкала игнорирует существование изотопов кислорода.

В физической шкале для определения молекулярных весов применяются атомы изотопа кислорода ^{16}O. В ней атомный вес (A) определяется соотношением

$$(A) = \frac{\text{масса данного атома}}{\frac{1}{16}\text{ массы атома } ^{16}O}. \qquad (269)$$

---

[1]) Существование изотопов было первоначально обнаружено при наблюдениях над естественно-радиоактивными элементами (1909 г.)

К счастью, в составе смешанного элемента кислорода изотоп ^{16}O превалирует. Ему принадлежит 99,76% всех атомов Только 0,04% соответствуют изотопу ^{17}O и 0,2% — изотопу ^{18}O. Поэтому относимые в химической шкале к смешанному элементу кислорода атомные веса только на 0,0268% меньше, чем атомные веса физической шкалы.

Измерение атомных весов изотопов и молекулярных весов изотопных соединений составляет главную задачу масс-спектроскопии.

§ 162. Основы конструкции масс-спектрографов. На рис. 415 показана схема простейшего оптического призменного спектрографа. Выделенный диафрагмами из излучения светящегося

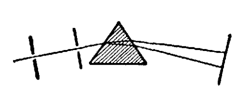


Рис 415. Схема оптического спектрального аппарата без изображения.

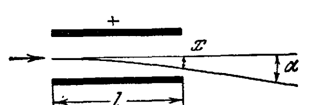


Рис. 416 Отклонение ионного луча с одинаковой скоростью всех частиц в однородном электрическом поле.

газа параллельный пучок лучей разлагается в призме на ряд отдельных частных пучков, которые проектируются на экране в виде ярких пятен. Каждый вид излучения характеризуется *одной* величиной, в качестве которой выбирают обычно длину волны данного излучения. Шкалу можно прокалибровать по излучению известной длины волны и затем измерять по ней длину волны излучения неизвестного состава.

Масс-спектрографы должны делать то же для различных сортов изотопов, содержащихся в пучке каналовых лучей. Нужно по прокалиброванной шкале определить для различных сортов изотопов отношение

$$\frac{\text{масса иона } m}{\text{заряд иона } q} \sim \frac{\text{атомный вес } (A)}{\text{число } z \text{ элементарных зарядов}} \qquad (270)$$

и затем, зная z, вычислить атомный вес.

Для потоков ионов отклонение *призмой* заменяется отклонением в *поле*. В *электрическом* поле (рис. 416) для отклонения по параболической траектории (стр. 318) имеем:

$$x = \frac{1}{2}\frac{q\mathfrak{E}\,l^2}{mu^2} \quad \text{или} \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{q\mathfrak{E}\,l}{mu^2}. \qquad (271)$$

(Заряд иона $q = z \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *а·сек*, где $z = 1, 2, 3, \ldots$)

В магнитном поле (рис. 417) небольшое отклонение по круговой траектории определяется выражением

$$y = \frac{l^2}{2r} = \frac{l^2 q\mathfrak{B}}{2mu} \quad \text{или} \quad \operatorname{tg}\beta = \frac{l\,q\,\mathfrak{B}}{mu}. \qquad (272)$$

Таким образом, отклонение в *электрическом* поле обратно пропорционально *кинетической энергии* $\frac{1}{2}\,mu^2$, а в *магнитном поле* оно обратно пропорционально *импульсу*. В обоих полях

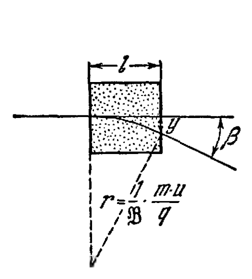


Рис. 417. Отклонение ионного луча в однородном магнитном поле, перпендикулярном к плоскости рисунка.

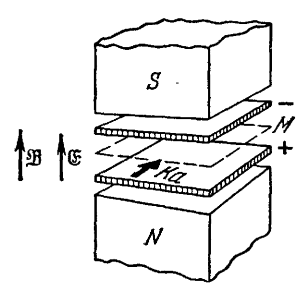


Рис. 418. Схема масс-спектрографа по Дж. Дж. Томсону.

отклонение определяется двумя величинами, характеризующими ионный пучок, именно удельным зарядом иона q/m и его

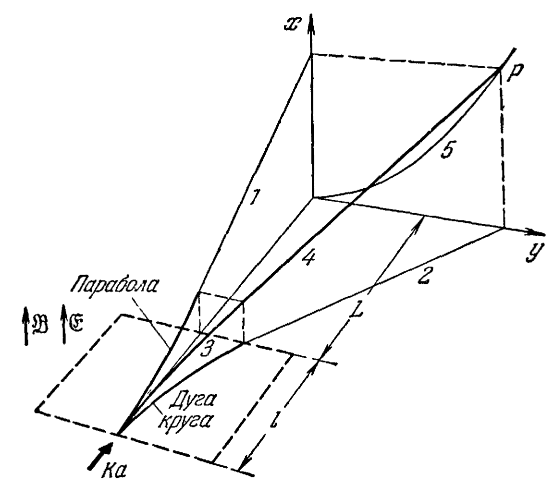


Рис. 419. Ход лучей в масс-спектрографе Томсона. Прерывистой линией отмечена средняя плоскость *M* рис 418. Само по себе электрическое поле обусловило бы траекторию *1*, а само по себе магнитное поле — траекторию *2*. Вне поля эти траектории, так же как и траектория *4*, представляют собой прямые линии.

скоростью u. Получить значения каждой из этих величин в отдельности можно, только комбинируя действие на поток частиц электрического и магнитного полей.

Примером этого является масс-спектрограф Дж. Дж. Томсона (1911 г.). В нем оба поля создаются в одном пространстве и параллельны друг другу. На рис. 418 *Ка* означает тонкий пучок каналовых лучей в высоком вакууме. В этом примере он состоит из одинаковых ионов, имеющих одну и ту же скорость. На рис. 419 кривая *3* есть их траектория при воздействии полей,

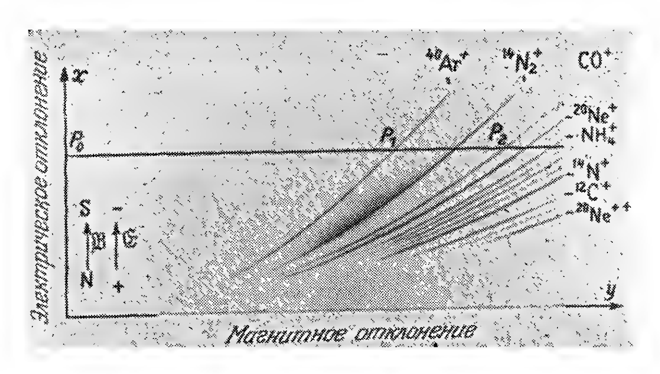


Рис. 420. Масс-спектографический снимок газовой смеси.

а прямая *4* — траектория после того, как они выходят из полей. Луч попадает на фотографическую пластинку в точке *P*. Если скорости отдельных ионов различны, то совокупность точек *P* лежит на параболе *5*, уравнение которой имеет вид

$$x = \text{const}\,\frac{m}{q}\,y^2. \tag{273}$$

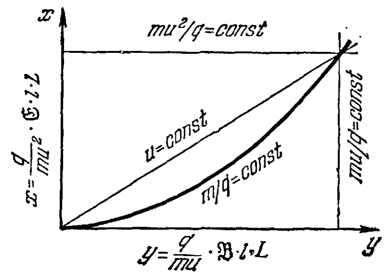


Рис. 421. К объяснению и обработке рис. 420.

Это уравнение легко выводится из формул (271) и (272), если исключить из них скорость *u*.

На рис. 420 сфотографированы подобные параболы для газовой смеси, т. е. для смеси различных сортов ионов. Рис. 421 облегчает их понимание.

Для калибровки пользуются ионами с постоянной энергией. Соответствующие им точки P_0, P_1, P_2 лежат на горизонтальных прямых, например на прямой, начерченной на рис. 420. Для таких ионов с одной и той же энергией, т. е. для ионов, отклонение которых в электрическом поле $x=\text{const}$, из равенства (273) следует:

$$\frac{1}{y^2} \sim \frac{m}{q} \sim \frac{(A)}{z}\,. \tag{274}$$

Мы получаем таким образом квадратичную шкалу. Парабола для изотопа аргона с массовым числом $(A)=40$, т. е. для иона $^{40}Ar^{+}$ может служить на рис. 420 для калибровки. При этом для параболы, пересекающей градуировочную прямую в точке P_2 мы получаем отношение

$$\frac{(A)}{z}=40\left(\frac{P_0P_1}{P_0P_2}\right)^2=40\left(\frac{39\ мм}{55\ мм}\right)^2=20.$$

Парабола, проходящая через точку P_2, принадлежит в данном случае ионам $^{20}Ne^{+}$, но она могла бы также соответствовать ионам $^{40}Ar^{++}$. В большинстве случаев вопрос о валентности ионов, которую нужно подставить в формулу (274), не вызывает сомнений.

Траектории частиц каналовых лучей должны проходить в высоком вакууме. Поэтому получать их приходится в отдельном пространстве. Пример показан на рис. 422. Исследуемое вещество в виде паров или газа вводится в трубку тлеющего разряда, в которой поддерживается давление около 10^{-2} тор. Катод этой трубки просверлен, и выходящие из левого отверстия ионы проходят сначала через промежуточное пространство с давлением около 10^{-4} тор, а затем через правый канал пролетают в виде резко ограниченного пучка в рабочее пространство $(p=10^{-6}$ тор)

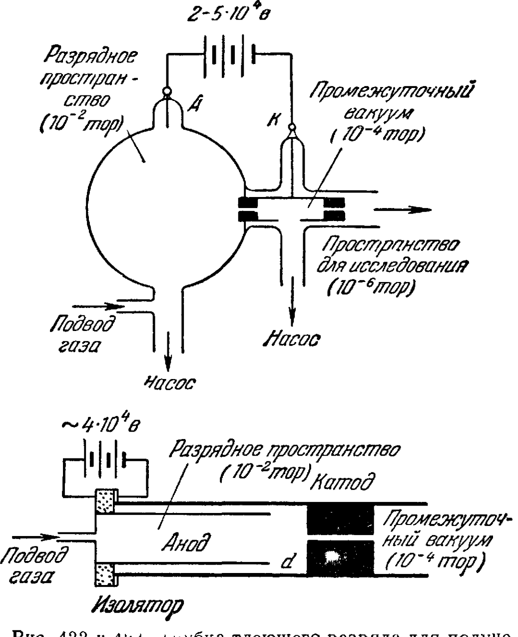


Рис. 422 и 423. Трубка тлеющего разряда для получения каналовых лучей. На рис. 423 изображена современная цельнометаллическая трубка. Промежуток между анодом и катодом настолько мал, что в нем не может развиться тлеющий разряд.

Стеклянные трубки тлеющего разряда хотя и прозрачны и потому удобны для демонстрационных опытов, но технически уже устарели. В настоящее время их изготовляют целиком из металла. Устройство такой трубки схематически изображено на рис. 423.

§ 163. Масс-спектрографы с изображением (фокусировкой).

Недостатки масс-спектрографа Томсона очевидны: прибор соответствует примитивному оптическому спектрографу, изображенному на рис. 415; в нем используется только тонкий пучок лучей, выделяемый двумя маленькими диафрагмами.

За последние десятилетия оптика *носителей*, т. е. получение изображений с помощью заряженных корпускулярных лучей, сильно развилась. Между оптикой носителей и оптикой световой существует далеко идущая аналогия. Магнитные и электрические линзы уже были описаны в § 151. Такие понятия, как фокусное расстояние, главные плоскости, зрачки, апертурный угол, аберрации и т. п. имеют в обоих случаях одно и то же значение. Это

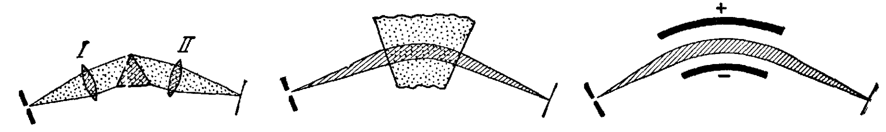


Рис. 424. Схема оптического спектрального аппарата с изображением (фокусировкой) Монохроматический свет.

Рис. 425. Схема изображения при помощи однородного магнитного поля секторной формы Поле действует как цилиндрическая линза. Скорость всех ионов одинакова.

Рис. 426. Схема изображения при помощи неоднородного электрического поля секторной формы. Поле действует как цилиндрическая линза. Скорость всех ионов одинакова.

развитие пошло на пользу и масс-спектроскопии. Световым прообразом современных масс-спектрографов является уже не схема рис. 415, а установка, схематически изображенная на рис. 424. Из источника излучения, имеющего форму щели, исходит пучок лучей с конечным отверстным углом, коллиматорная линза *I* превращает его в параллельный пучок. Призма разлагает этот пучок

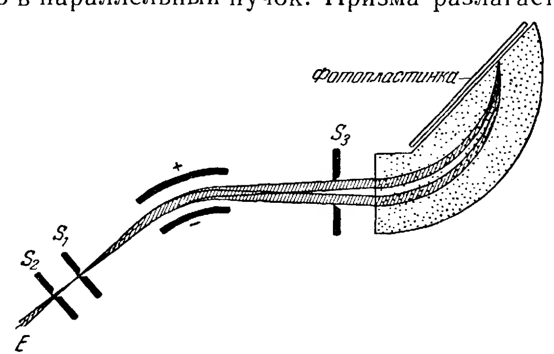


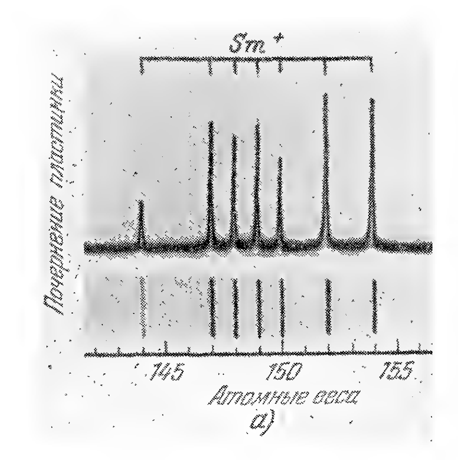
Рис. 427. Схема масс-спектрографа с изображением (фокусировкой).

в ряд широких, параллельно ограниченных пучков, соответствующих различным длинам волн. Один из этих пучков показан на рисунке. Линза *II* сводит каждый из этих частичных пучков в изображение щели. Линзы обеспечивают изображение, призма — спектральное разложение.

Ионы движутся в электрических и магнитных полях по *криволинейным* траекториям, подобно тому как распространяется

свет в телах с градиентом показателя преломления, перпендикулярным к направлению его распространения (ср. «Оптика», § 136). Поэтому как магнитное, так и электрическое поле может исполнять роль и линзы и призмы. Для этого нужно создать либо однородное магнитное поле (рис. 425), либо неоднородное электрическое поле (рис. 426) в форме сектора. Пример для случая магнитного поля приведен на рис. 462 «Оптики».

На рис. 420, пользуясь прямой $P_0\ P_1\ P_2$, мы выделяли ионы с одинаковой кинетической энергией. При фокусировке ионных пучков такое выделение можно осуществить различными другими способами. Большей частью электрическое поле устанавливают *перед* магнитным, например, как показано на рис. 427.



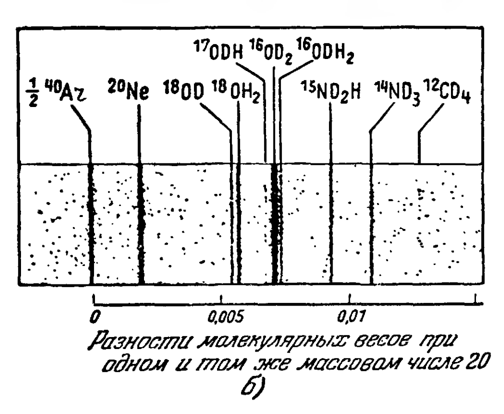


Рис. 428. Два масс-спектрографических снимка И. Маттауха и Р. Герцога, полученные на масс-спектрографе с двойной фокусировкой. *а* — изотопы элемента самария. Снимок ясно показывает приблизительную целочисленность их атомных весов. *б* — увеличенный снимок ряда атомарных и молекулярных ионов, соответствующих массовому числу (A)=20. Ясно видно влияние энергии связи на массы атомных ядер. Ядро D, например, имеет меньшую массу, чем два ядра H. ½ ^{40}Ar означает атом ^{40}Ar, который потерял два электрона, т. е. для которого в формуле (270) нужно считать $Z=2$.

В этой установке в фокусе электрической линзы в пространстве предметов помещается щель S_1, а перед ней — щель S_2, служащая входным зрачком. Из электрического поля выходят широкие параллельные пучки (щель S_3), каждому из которых соответствуют ионы приблизительно одной и той же энергии. Фотографическая пластинка располагается непосредственно за магнитным полем. На значительном участке ее соединяются в одно изображение щели как пучки частиц, падающие несколько наклонно по отношению к плоскости симметрии E, так и частицы с одной и той же массой, но несколько различными скоростями. Это называют двойной фокусировкой.

Рис. 428 дает некоторое представление о возможностях современных масс-спектрографов, работающих по указанному принципу. В лучших конструкциях разрешающая сила спектрографа, т. е. отношение $(A)/\Delta(A)$, достигает значения 10^5. Это значит, что можно разделить два сорта ионов, массы которых отличаются на $1 \cdot 10^{-5}$ доли от их значения.

Атомные веса элементов и молекулярные веса соединений всегда даются для нейтральных атомов и нейтральных молекул. Если они измеряются для ионов, как это делается в масс-спектрографах, то в атомные веса вводится поправка в 0,000544 на каждый недостающий электрон.

§ 164. Заключение. То, что мы посвятили специальную главу одному определенному измерительному методу, может показаться странным, но это вполне оправдано. Масс-спектрографический метод определения молекулярных и атомных весов значительно превосходит методы химические. Он требует лишь очень незначительных количеств вещества и дает значения атомных и молекулярных весов с такой точностью, какой химические методы далеко не могут достигнуть.

Однако значение масс-спектрографов далеко не исчерпывается их применением для определения молекулярных и атомных весов. Они нужны также для получения в чистом виде отдельных изотопов в весомых количествах, а также для анализа смешанных веществ, в том числе и для технических целей. Их употребляют там, где отказывают хорошо изученные оптические спектральные приборы, например при исследовании соединений благородных газов, живущих очень малое время.

Развитие масс-спектрографических методов еще далеко не закончено. Помимо описанных, существуют и другие методы, в частности основанные на различии времен пробега различных ионов.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

АТОМНЫЕ ЯДРА, ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

XX. ЕСТЕСТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 165. Предварительное замечание. Экспериментальное исследование электропроводности жидкостей и газов привело нас к картине атомистического строения электрических зарядов. Исследования естественной радиоактивности устраняют последние сомнения в правильности этой картины. Они дают далее фундаментальные сведения о роли элементарных электрических зарядов в строении атома: речь идет здесь о различении атомного ядра и его электронной оболочки, а также об установлении внутренних связей между строением атомов различных сортов. И, наконец, особенно важное достижение: измерения величины, называемой массой электрона, дают значения этой величины, постепенно возрастающие по мере увеличения скорости электрона относительно наблюдателя. С помощью электронов, испускаемых радиоактивными веществами, удалось удовлетворительно объяснить экспериментально установленную количественную связь между обеими этими величинами. Эта связь имеет решающее значение в вопросах искусственной радиоактивности, излагаемых в следующих главах, так же как и в проблеме элементарных частиц.

§ 166. Открытие естественной радиоактивности было сделано А. Беккерелем в Париже в 1896 г., спустя несколько месяцев после опубликования открытия рентгеновских лучей. Беккерель обнаружил, что урановая руда (урановая смоляная руда) самопроизвольно испускает лучи, обладающие большой проникающей способностью. Их можно обнаружить теми же средствами, какие применяются для обнаружения рентгеновских лучей: сначала с помощью фотографической пластинки, а затем по их ионизующему действию.

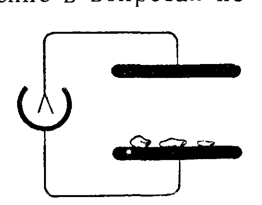


Рис 429 Обнаружение ионизующего излучения, исходящего из кусков урановой смоляной руды. Этот классический опыт можно воспроизвести с помощью очень простого статического вольтметра.

Для обнаружения ионизации применялся обычный метод, основанный на наблюдении распада поля (рис. 429). Пользуясь иониза-

цией как индикатором, супруги П. и М. Кюри впервые выделили вполне определенные химически естественные радиоактивные элементы. Число их к настоящему времени достигает 53, и генетические взаимоотношения между ними хорошо выяснены (примеры в § 170).

§ 167. Лучи, испускаемые естественными радиоактивными элементами, разделяются на три группы, обозначаемые буквами α, β и γ. Это разделение первоначально основывалось на внешнем признаке очень больших различий в поглощении этих лучей различными веществами, однако уже через несколько лет их природа была выяснена: α-лучи представляют собой каналовые лучи, они состоят из двукратно положительно заряженных ионов гелия (эти ионы He^{++} теперь вообще принято называть α-частицами). β-лучи — это катодные лучи, они состоят из электронов. γ-лучи тождественны по своей природе с рентгеновскими лучами малой длины волны, т. е. в соответствии с корпускулярной картиной состоят из фотонов (см. «Оптика», § 225).

С помощью имеющихся сейчас в продаже препаратов легко показать эти три вида излучения в простых демонстрационных экспериментах, не требующих особых вспомогательных средств.

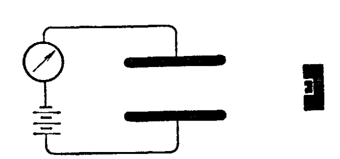


Рис. 430 Обнаружение β-лучей, испускаемых препаратом радия с массой в несколько миллиграммов С обратной стороны этот источник излучения защищен толстостенной свинцовой коробкой. Ток ионизации измеряют с помощью гальванометра, показанного на рис. 75. Для получения тока насыщения напряжение источника должно составлять несколько тысяч вольт Удобно пользоваться хорошим техническим стеклянным конденсатором с емкостью в несколько сотых микрофарады в соединении с небольшой индукционной машиной Этот источник напряжения, столь же удобный, сколь и дешевый, применяется также в опытах, изображенных на рис. 431 и 433.

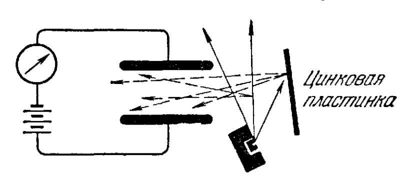


Рис. 431. Ионизация воздуха вторичными лучами. Препарат радия, как и на рис. 430, защищен с обратной стороны. Первичное излучение действует на металлическую пластинку и создает в ней вторичные лучи в результате рассеяния и других процессов.

Пример показан на рис. 430. Количественные измерения, например измерения коэффициентов поглощения β- и γ-лучей, очень осложняются рассеянным или вторичным излучением, исходящим от всех тел, на которые падают первичные лучи (рис. 431).

§ 168. Наблюдение отдельных корпускулярных лучей и γ-фотонов. Все три вида излучения, испускаемого радиоактивными веществами, по существу не представляют собой ничего нового; все они уже ранее были обнаружены при изучении процессов про-

хождения тока через газы. Тем не менее α-, β- и γ-лучи имели для развития физики исключительно важное значение. Большая энергия ионов гелия, электронов и γ-фотонов в этих лучах позволила наблюдать эти частицы как отдельные индивидуумы, и этим была неопровержимо доказана атомистическая структура *материи*, электрических *зарядов* и *световой энергии*.

Для этой цели были разработаны пять различных методов. Так как в редком школьном учебнике не упоминаются по крайней мере некоторые из них, то помещаемый ниже обзор этих методов может быть очень краток.

1. *Кристаллические счетчики*. Удар каждой α-частицы о подходящий кристаллофосфо́р («Оптика», § 252) отмечается отдельной вспышкой свечения. Для наблюдения этого явления пригодны любые часы со светящимися цифрами на циферблате, покрытыми так называемым светящимся составом постоянного действия. Этот состав представляет собой смесь ZnS-фосфо́ра с радиоактивным веществом, которое, конечно, входит в состав в ничтожных концентрациях. С помощью лупы можно без труда видеть отдельные световые вспышки.

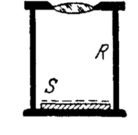


Рис. 432. Кристаллический счетчик α-частиц (сцинтиллоскоп).

На рис. 432 изображен небольшой демонстрационный прибор. В нижней части его имеется светящийся экран S, покрытый приклеенным к картону кристаллическим порошком, вверху помещается лупа, а сбоку, в точке R, находятся следы радиоактивного вещества (примерно 10^{-4} *мг* бромистого радия). После непродолжительного пребывания в темноте легко видеть на поверхности экрана непрерывно вспыхивающие (сцинтиллирующие) светящиеся звездочки.

Альфа-частицы поглощаются в кристаллах на пути примерно в 0,01 *мм*. Поэтому плотность свечения велика, и место каждого удара легко видеть. Иначе обстоит дело с электронами и фотонами, обладающими большой энергией. Они в достаточной мере поглощаются в кристаллах лишь при толщине в несколько сантиметров. Плотность свечения мала. Кроме того, излучение лучших кристаллических счетчиков (например, KJ-фосфо́ров, активированных Tl) лежит в ультрафиолетовой области спектра. Поэтому для обнаружения и регистрации световых вспышек приходится применять фотоэлементы с соответствующими усилителями. Наиболее удобны выпускаемые в настоящее время в продажу фотоэлементы с встроенными в них усилителями, основанными на явлении вторичной электронной эмиссии. Эти приборы получили название *фотоэлектронных умножителей* (сокращенно: ФЭУ).

Видоизменением этих приборов являются счетчики, в которых вместо световых вспышек в кристаллах используется так называемое «свечение Вавилова — Черенкова» в прозрачных твердых телах или жидкостях. В этих веществах фазовая скорость света c/n (n — показатель преломления) может

быть меньше, чем скорость быстрых, пролетающих через них частиц. При этом частицы возбуждают оптическую *головную волну*, аналогичную акустической волне снарядов, летящих со скоростью, большей скорости звука. С помощью фотоумножителя считают видимые фотоны этой волны.

2. *Счетчики с остриями и трубчатые*. Основная идея этих приборов очень проста: каждая отдельная α-частица или отдельный электрон создают на своем пути ионы, и эти ионы обусловливают кратковременный искровой разряд. Простейшее устройство такого рода — счетчик Гейгера с острием — показано на рис. 433 и 434. В короткую металлическую трубку вводится через изолятор металлическое острие, например иголка от проигрывателя.

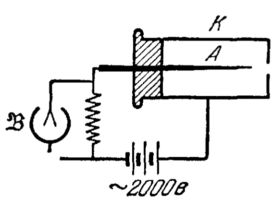


Рис. 433 Счетчик Гейгера с острием для α-частиц и электронов (1913).

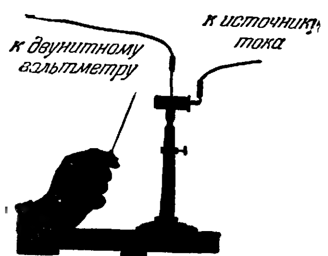


Рис. 434. К счетчику с острием подносят проволоку с осадком радия А.

В крышке, закрывающей противоположный конец трубки, против острия делается небольшое отверстие (⌀≈2 *мм*), через которое в трубку проникает исследуемое излучение. Острие и трубка присоединяются к полюсам источника тока с напряжением около 2000 *в*. При этом самостоятельная проводимость воздуха еще не возникает. При попадании в трубку α-частицы или электрона на острие вспыхивает слабо заметная искорка, создающая легко регистрируемый импульс тока. Для этой цели применяют либо прибор, измеряющий ток и имеющий очень большое внутреннее сопротивление (например, спичку, параллельно которой подключен двунитный электрометр, либо громкоговоритель или механический счетчик импульсов). В последних двух случаях между счетчиком и регистрирующим прибором включается соответствующий усилитель.

В счетчиках с острием эффективное поглощение излучения имеет место только в небольшом объеме газа перед острием. Этот недостаток устранен в трубчатых счетчиках, в которых острие заменено тонкой проволокой, натянутой по оси трубки. (В современных устройствах объем газа в трубке до 1 *л*. Трубчатые счетчики обычно наполняются инертными газами с примесью паров органических веществ для быстрого гашения искрового разряда.)

Величину импульса тока можно (главным образом путем подбора подходящего напряжения) сделать пропорциональной общему числу ионов, соз-

даваемых одной α-частицей или одним электроном. Такие счетчики, называемые «пропорциональными», дают возможность различать в излучении данного типа частицы различной энергии, а также отличать α-частицы от электронов, так как первые создают на единице пути в несколько сотен раз больше пар ионов, чем последние.

Технически разработанные счетчики трубчатого типа сейчас очень распространены во всех лабораториях, однако они все больше вытесняются кристаллическими счетчиками. Счетчики с остриями сохраняют свое значение только для целей преподавания. Их легко изготовить самостоятельно. С их помощью, например, очень легко показать чисто статистический характер эмиссии радиоактивного излучения. Пример на рис. 435.

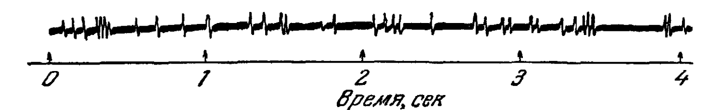


Рис. 435 Флуктуации эмиссии α-частиц во времени Фотографическая регистрация отбросов однонитного электрометра 𝔅 на рис. 433.

3. *Камера Вильсона.* Заряженные частицы ионизуют на своем пути молекулы. В газах легко сделать возникающие при этом ионы видимыми с помощью *физического проявления*, которое проще всего осуществить путем конденсации на них водяного пара: при охлаждении газа, вызываемом его расширением, ионы действуют как ядра конденсации, так же как вообще действует пыль или продукты горения (лондонский туман). Это явление и применил в 1910 г. К. Т. Р. Вильсон для изготовления получившей его имя «туманной камеры».

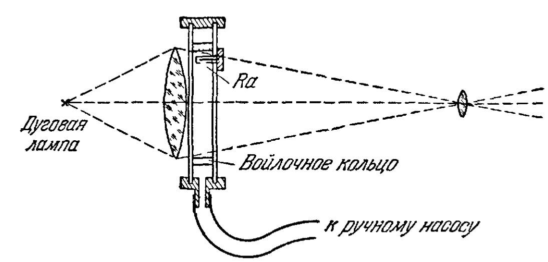


Рис. 436. Туманная камера (камера Вильсона) с светлопольным освещением проекционной лампой. В ней получаются темные траектории частиц (треки) на светлом фоне. Воздух откачивается в радиальном направлении через войлочное кольцо (во избежание вихрей). Стеклянные стенки камеры изнутри покрыты влажными листками желатина Между ними поддерживается постоянное напряжение в несколько сотен вольт для оттягивания ионов, не успевших исчезнуть в результате рекомбинации. В качестве источника α-частиц пригодна, например, проволока с осадком RaA (ср. § 170, 2).

Для демонстрационных опытов можно воспользоваться устройством, схематически изображенным на рис. 436. Непрерывно работающая камера такого типа описана в «Оптике», рис. 515.

Траектории α-частиц являются практически прямолинейными (рис. 437 и 438). Траектории же быстрых электронов имеют существенно иной вид. Вместо прямых путей α-частиц мы наблюдаем

в этом случае искривленные и часто разветвляющиеся пути. Масса электрона в $4\times1838\approx7300$ раз меньше массы α-частицы. Поэтому электроны не могут лететь по таким прямолинейным траекториям, как α-частицы. Это можно особенно хорошо показать

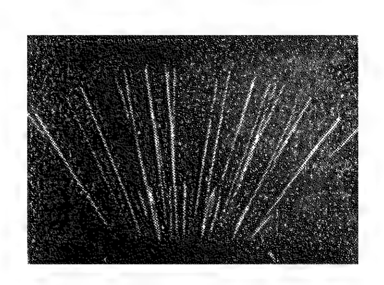


Рис. 437. Траектории α-частиц тория C и тория C′ в воздухе. Обратить внимание на два резко отграниченных значения пробега.

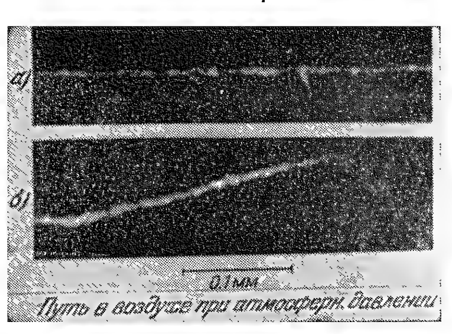


Рис. 438. Микрофотография участка траектории α-частицы, наблюдаемой в камере Вильсона. На рис. *а* можно во многих местах заметить ионизацию, вызываемую вылетающими в стороны вторичными электронами, которые отщепляются от атомов при соударениях с α-частицами. На рис. *б* изображен конец траектории Здесь очень замедленные α-частицы в трех местах при соударениях с атомами заметно отклоняются от своего первоначального пути. Фотографический позитив при темнопольном освещении. (А. Гертсен.)

на сравнительно медленных электронах. Представим себе, что на рис. 436 радиоактивный препарат заменен рентгеновской трубкой,

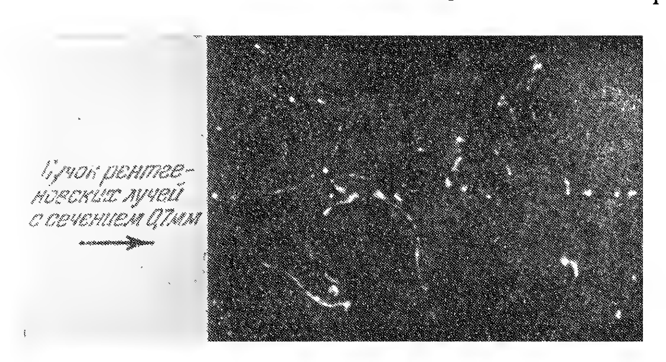


Рис. 439. Траектории электронов, выбиваемых рентгеновскими лучами. Фотографический позитив при темнопольном освещении. (Снимок В Боте.)

из излучения которой экран с соответствующим отверстием выделяет очень узкий пучок лучей. Тогда мы наблюдаем картину, изображенную на рис. 439, где показаны типичные для *электронов*

искривленные пути. Рентгеновские лучи отщепляют на своем пути электроны от отдельных молекул, пространственно сравнительно удаленных друг от друга. Эти электроны разлетаются в стороны далеко за пределы пучка рентгеновских лучей, и только они одни и вызывают сильную ионизацию газа. Говорят, что в этих случаях имеет место *фотоэлектрическое* отщепление электронов рентгеновским излучением (или γ-фотонами). Детали этого явления рассмотрены в «Оптике» (§ 149).

4. *Пузырьковая камера.* В последнее время для изучения частиц очень большой энергии часто заменяют газ в камере Вильсона перегретой жидкостью, находящейся под большим давлением (например, пропаном). При резком уменьшении давления вдоль траектории ионизующих частиц выделяются мелкие пузырьки, соответствующие капелькам тумана в прежних камерах.

5. *Фотографический процесс.* Быстрые заряженные частицы могут создавать в зернах фотографических эмульсий скрытое изображение, так же как видимые и рентгеновские лучи («Оптика», § 251). Можно и в этом случае сделать это скрытое изображение видимым — на этот раз лучше всего с помощью *химического проявления.*



Рис. 440. Следы α-частиц в фотографической эмульсии. Увеличение $\times 250$. Радиоактивное зернышко из урановой смоляной руды лежало 290 дней на обычной фотографической пластинке (Б. Гудден, 1919).

Небольшие количества радиоактивных веществ наносятся в отдельных точках *на* мелкозернистый фотографический слой или вводятся *внутрь* него (из водного раствора). Траектории частиц (корпускулярных лучей) в фотографическом слое, конечно, значительно короче, чем в воздухе. Тем не менее после проявления их можно хорошо разглядеть в микроскоп. Пример на рис. 440.

Последовательность капелек вдоль траектории частицы в камере Вильсона, как и последовательность проявленных зерен серебра в фотографическом слое, сильно зависит от природы и скорости исследуемых частиц. При некотором навыке можно поэтому уже по внешнему виду траектории многое сказать о свойствах фотографируемых частиц. Количественные данные приведены в § 193.

§ 169. Определение основных атомных величин путем счета молекул. Методы, описанные в § 168, дают возможность свести определение основных величин к прямому *счету* частиц. Мы покажем это на примере определения удельного числа молекул N (§ 115).

На рис. 441 A — очень тонкостенная, но вполне газонепроницаемая запаянная стеклянная трубка, на внутреннюю сторону которой нанесен тонкий слой бромистого радия. Эта трубка помещена в другую толстостенную трубку B, и воздух из промежуточного пространства откачан. Спустя некоторое время в этом промежуточном пространстве можно обнаружить гелий. Для успешности этого опыта необходимо только одно условие: толщина стенки внутренней трубки должна быть меньше пробега α-частицы в стекле, т. е. стенка трубки должна быть еще проницаема для α-частиц радия. Этот опыт исключает всякое сомнение в природе α-частиц.

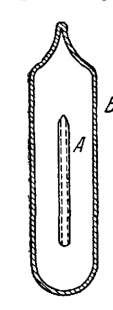


Рис. 441. Отождествление α-частиц с ионами гелия.

Пусть M_{Ra} есть масса заключенного в трубке радия, t — время, V_{He} — объем образовавшегося гелия (приведенный к давлению $p=760$ *мм* рт. ст. и температуре 0° С), а M_{He} — его масса. Опыт дает количественный результат:

$$\frac{V_{\mathrm{He}}}{M_{\mathrm{Ra}}t}=\frac{156\ \text{см}^3}{\text{кг}\cdot\text{год}} \quad \text{или} \quad \frac{M_{\mathrm{He}}}{M_{\mathrm{Ra}}\,t}=\frac{2{,}76\cdot 10^{-5}\ \text{кг}}{\text{кг}\cdot\text{год}}. \tag{275}$$

В другом самостоятельном опыте мы должны определить число α-частиц, которое обозначим n_α. Это можно осуществить с помощью одного из описанных в § 168 методов. Получается следующий количественный результат:

$$\frac{n_\alpha}{M_{\mathrm{Ra}}\,t}=\frac{4{,}29\cdot 10^{21}}{\text{кг}\cdot\text{год}}. \tag{276}$$

Деля равенство (276) на равенство (275), получаем для массы отдельного атома гелия:

$$m=\frac{M_{\mathrm{He}}}{n_\alpha}=\frac{2{,}76\cdot 10^{-5}}{\text{год}\cdot 4{,}29\cdot 10^{21}/\text{кг}\cdot\text{год}}=6{,}65\cdot 10^{-27}\ \text{кг}=$$
$$=1{,}662\cdot 10^{-27}\ \text{кмоль} \tag{277}$$

(1 *кмоль* гелия равен 4 *кг*, так как молекулярный вес гелия 4). Но масса атома m равна обратному значению удельного числа молекул $\boldsymbol{N}$ (§ 115, гелий одноатомен), и следовательно,

$$\boldsymbol{N}=\frac{1}{m}=\frac{1}{1{,}662\cdot 10^{-27}}=\frac{6{,}03\cdot 10^{26}}{\text{кмоль}}, \tag{278}$$

что находится в прекрасном согласии с результатами, полученными другими методами. Таким образом, здесь мы экспериментально определили число $\boldsymbol{N}$ путем непосредственного счета отдельных молекул.

§ 170. Превращения естественных радиоактивных атомов. Все химические явления приводят к представлению об атоме каждого элемента как о непревращаемом и неделимом целом, т. е. последней

границе деления вещества. Электрические явления ведут нас дальше. Мы должны допустить наличие электрических зарядов внутри атомов. Напомним только о сокращении линий электрического поля атомами диэлектриков и о многочисленных случаях образования ионов.

В 1903 г. Ф. Ленард определил поперечное сечение поглощения атомами быстрых катодных лучей. Из этих измерений он сделал вывод, что масса атома сконцентрирована в очень небольшом пространстве в центре атома и что атом в подавляющей своей части представляет собой пустое пространство («Оптика», § 169).

В 1911 г. Э. Резерфорд построил модель атома. Он измерял отклонение α-частиц при их прохождении сквозь вещество и объяснил полученные им результаты с помощью общеизвестной в настоящее время планетарной модели: в центре сосредоточена масса и положительный заряд, образующие ядро атома; электроны обращаются вокруг этого ядра подобно планетам.

В 1913 г. голландский ученый А. ван-дер-Брек отождествил число положительных элементарных зарядов ядра Z с порядковым номером атома в периодической системе элементов («Оптика», § 169). Завершением этих гипотез явилась построенная Бором модель атома водорода и интерпретация спектральных серий («Оптика», § 170).

Во всем этом развитии науки явления радиоактивного превращения атомов играли решающую роль: эмиссия из атома электронов или ионов гелия в виде α-частиц изменяет природу атома. В результате этого процесса атом теряет свою принадлежность к первоначальному элементу и становится атомом другого вещества (Э. Резерфорд и Ф. Содди, 1902 г.) Мы покажем этот фундаментальный факт *радиоактивного превращения элементов* на двух примерах.

1. *Распад газов эманации тория.* Эманация тория ($^{220}_{86}Rn$) — инертный газ с массовым числом 220 и зарядом ядра 86. Он постоянно присутствует в препарате, содержащем торий.

Сам торий ($^{232}_{90}Th$) — металл с массовым числом 232 и зарядом ядра 90. Эманация тория всегда обнаруживается в воздухе над веществами, содержащими торий. На дно стеклянной трубки *a* (рис. 442) насыпано около 100 *г* окиси тория (белый порошок). Слева медленно просасывается через трубку воздух. Вытекающий в правую часть установки воздух содержит небольшие количества эманации тория. Конечно, по привычным масштабам количества эти крайне ничтожны. Никакой химический микроанализ не мог бы их обнаружить, даже если бы речь шла об очень реакционноспособном элементе, а не об инертном газе, который практически не вступает ни в какие реакции. Даже высоко чувствительные

методы спектрального анализа здесь непригодны. Обнаружить эти ничтожные количества газа можно только по его радиоактивному излучению. Эманация тория испускает α-частицы. Число испускаемых за единицу времени α-частиц есть относительная мера наличного количества атомов эманации тория, подобно тому как ежедневное число смертей есть относительная мера числа жителей

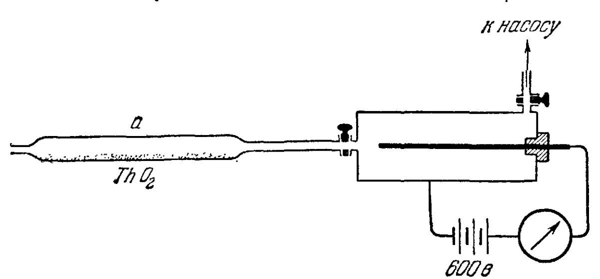


Рис. 442. Измерение периода полураспада эманации тория $^{220}_{86}\mathrm{Rn}$. Гальванометр, как на рис. 80.

какого-нибудь города. Число α-частиц проще всего измерять в относительной мере. Для этого используют их ионизующее действие. Соответствующая установка изображена в правой части рис. 442. Воздух, содержащий эманацию тория, вводят в цилиндрический конденсатор и измеряют гальванометром с вращающейся катушкой ток насыщения (рис. 370). Наблюдаемый ток имеет очень характерный ход во времени: он постепенно спадает по экспоненциальной кривой, изображенной на рис. 443. В течение 54 *сек* он уменьшается вдвое, т. е. за 54 *сек* вдвое уменьшается количество атомов, испускающих частицы. Это время — 54 *сек* — называют периодом полураспада эманации тория и обозначают его τ_h. Период полураспада — это постоянная, однозначно характеризующая данный элемент. Зная его, мы всегда можем идентифицировать этот элемент.

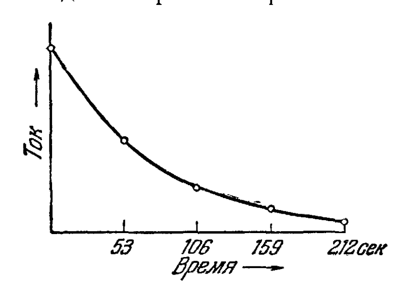


Рис. 443. Временной ход распада эманации тория.

Период полураспада ничего не говорит нам о времени жизни отдельного, индивидуального атома эманации тория [1]). Для каждо-

[1]) Средняя длительность жизни распадающихся атомов $\tau=1{,}45\ \tau_h$. Вывод: скорость распада $\frac{dn}{dt}$ пропорциональна числу имеющихся атомов тория и обратно пропорциональна их средней длительности жизни τ. Таким

го индивидуума она может быть во сколько угодно раз больше или меньше (ср. «Механика», § 78,3). Мы можем лишь сказать, что из достаточно большого числа атомов n за 54 *сек* «распадается» $n/2$ индивидуумов. Распад каждого отдельного атома происходит с испусканием одной α-частицы, т. е. двукратно положительно заряженного атома гелия (иона He^{++}) с массовым числом 4. Остаток атома имеет после этого массовое число 220 — 4 = 216 и заряд ядра 86 — 2 = 84. Он представляет собой новый химический индивидуум, изотоп полония с символом $^{216}_{84}Po$, который раньше назывался торием А. В условиях нашего опыта он не наблюдается.

Строго говоря, процесс протекает несколько сложнее. Торий А — радиоактивный элемент с очень малым периодом полураспада 0,16 *сек*. Он также испускает α-частицы и превращается в элемент торий В, или изотоп свинца $^{212}_{82}Pb$. Если не уточнить метод наблюдения, то процесс, следовательно, выглядит так, как будто каждый распадающийся атом эманации тория испускает две α-частицы. Элемент торий В, остающийся после распада тория А, распадается медленно: период полураспада 10,6 часа; в демонстрационном опыте не проявляется.

2. *Некоторые сведения о ряде распада радия.* Эманация радия (символ $^{222}_{86}Rn$) — благородный газ с массовым числом 222 и зарядом ядра 86. Она является постоянным спутником всех препаратов, содержащих радий; удобнее всего получать ее над водными растворами солей радия.

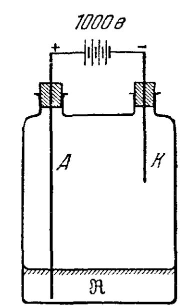


Рис. 444. Получение осадка радия А на проволоке K. ℜ — водный раствор какой-нибудь соли радия. Источник тока — индукционная машина.

Эманация радия распадается с периодом полураспада 3,83 суток, испуская α-частицы. При этом возникает новый изотоп полония (символ $^{218}_{84}Po$), который раньше назывался также радием А. При комнатной температуре он находится в твердом состоянии. Его получают в виде чрезвычайно тонкого осадка на электрически заряженной проволоке K в атмосфере эманации радия (рис. 444).

Чрезвычайно поразителен тот факт, что при этом проволока должна быть заряжена отрицательно. Радий А получается из эманации после испускания ее атомами двукратно положительно заряженных ионов гелия. Можно было бы поэтому ожидать, что атомы радия А будут заряжены отрицательно. Фактически однако, вместе с α-частицами атомы испускают и очень медленные электроны. В этом и лежит причина положительного заряда атомов радия.

образом, $\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau}$ и $\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{t}{\tau}}$; при $t=\tau$ имеем: $\frac{n}{n_0} = \frac{1}{e} \approx 37\%$, а для $t=\tau_h=0,69\ \tau$ получаем: $\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2} = 50\%$.

Прервем отложение осадка радия А на проволоке через 1/4 минуты и осторожно поднесем проволоку к счетчику с острием (рис. 433). Мы обнаружим при этом α-частицы с пробегом 4,6 *см* в воздухе.

Через несколько минут возникают также в заметном количестве и электроны, так как радий А имеет период полураспада в 3 *мин*. Уже через несколько минут из него образуется изотоп свинца $^{214}_{82}Pb$, прежде называвшийся радием В. Он также радиоактивен и распадается с периодом полураспада в 27 *мин*, испуская электроны.

Подождем еще дольше, примерно 3/4 часа. После этого обнаруживаются α-частицы с пробегом 6,9 *см*. Они принадлежат не непосредственно следующему за RaB продукту RaC ($^{214}_{83}Bi$), который, испуская электроны, распадается с периодом полураспада $\tau = 19{,}7$ *мин*, а следующему продукту RaC′ ($^{214}_{84}Po$) с чрезвычайно малым временем жизни. Последний превращается с периодом полураспада $\tau_h = 1{,}64 \cdot 10^{-4}$ *сек* в долго живущий радий RaD ($^{210}_{82}Pb$) с $\tau_h = 22$ года.

§ 171. Атомное ядро как средоточие радиоактивных процессов. В электронной оболочке атомов даже для элементов с очень большой массой ядра мы не знаем значений энергии связи, превышающих $1{,}14 \cdot 10^5$ *эв* («Оптика», § 238). Значения же энергии, с которыми мы встречаемся в излучении естественных радиоактивных элементов, несравненно больше. В таблице 14 приведены данные об α-частицах некоторых естественных радиоактивных элементов. Энергия их достигает значений почти $9 \cdot 10^6$ *эв*. На рис. 445 изображен непрерывный энергетический спектр электронов RaE ($^{210}_{83}Bi$). Наибольшее значение энергии здесь равно $1{,}17 \cdot 10^6$ *эв*. Для тория C′ ($^{212}_{84}Po$) известны γ-фотоны со значениями энергии до $2 \cdot 10^7$ *эв*.

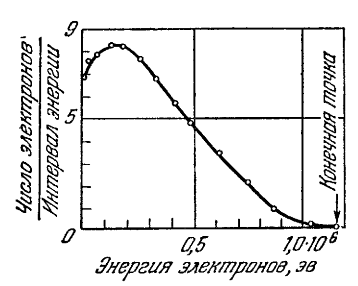


Рис. 445. Непрерывный спектр электронов RaE ($^{210}_{83}Bi$).

Эти данные указывают на то, что электронная оболочка не может быть средоточием радиоактивных преобразований. Последние могут происходить только в ядре атомов. Если отвлечься от очень небольшой массы электронной оболочки, то масса атома есть свойство ее *ядра* (§ 170). При испускании одной α-частицы, т. е. иона He^{++}, массовое число радиоактивного элемента уменьшается на 4, а зарядовое его число на 2. При испускании отрицательного электрона массовое число остается неизменным, а зарядовое увеличивается на 1. Эти вкратце приведенные здесь факты, относящиеся к естественной радиоактивности, уже сравнительно рано привели

к пониманию того, что процессы радиоактивных превращений разыгрываются в ядре. Радиоактивные превращения — это превращения атомных ядер. Происходящие одновременно превращения электронной оболочки являются процессами вторичного характера.

Таблица 14

Старое название	Современный символ	Период полураспада	Пробег α-частиц в воздухе, *см*	Энергия α-частиц, 10^6 *эв*
Радий C . .	$^{214}_{83}Bi$	19,7 *мин*	4,0	5,50
Радий A . .	$^{218}_{84}Po$	3,05 *мин*	4,69	6,00
Радий C′ .	$^{214}_{84}Po$	$1,64\cdot 10^{-4}$ *сек*	6,91	7,68
Радиоторий	$^{228}_{90}Th$	1,9 года	4,28	5,68
Эманация тория . .	$^{220}_{86}Rn$	54,5 *сек*	5,03	6,28
Торий C′ .	$^{212}_{84}Po$	$3,04\cdot 10^{-7}$ *сек*	8,57	8,78

§ 172. Зависимость массы от скорости. Масса электрона возрастает по мере увеличения его скорости относительно наблюдателя. Для скоростей, достигающих значений до 40% от скорости света, это было показано в § 150 и таблице 11. Огромные значения

Таблица 15

Скорость электронов в долях скорости света $c = 3\cdot 10$ *м сек*	Масса электрона в кратных массы $9\cdot 10^{-31}$ *кг*	
0,1	1,001	
0,2	1,02	
0,3	1,05	
0,4	1,09	
0,5	1,16	
0,6	1,25	
0,7	1,40	
0,8	1,67	
0,9	2,99	Экстраполировано по формуле (279)
0,95	3,20	
0,990	7,09	
0,998	15,82	

скоростей, которыми обладают электроны, испускаемые радиоактивными веществами, позволили пополнить прежние измерения (В. Кауфман, 1901 г.). Они привели к значениям массы, приведенным в таблице 15. При приближении к скорости света масса

Таблица 16

Количественные данные о корпускулярных лучах после ускорения высоким напряжением

Энергия, *эв*		10^5	$5\cdot10^5$	10^6	$5\cdot10^6$	10^7	$5\cdot10^7$	10^8	$5\cdot10^8$	10^9
$\frac{\text{Скорость } u}{\text{Скорость света } c}$	Электроны	0,55	0,86	0,94	0,999	≈ 1				
	Протоны	0,014	0,032	0,046	0,103	0,141	0,33	0,43	0,76	0,88
	α-частицы	0,007	0,016	0,023	0,052	0,073	0,16	0,23	0,47	0,62
Импульсная масса, 10^{-27} *кг*	Электроны	0,001	0,002	0,003	0,01	0,02	0,09	0,18	0,89	1,79
	Протоны	1,67	1,67	1,67	1,68	1,69	1,76	1,85	2,56	3,45
	α-частицы	6,65	6,65	6,65	6,67	6,70	6,73	6,82	7,53	8,43
Произведение плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ на радиус кривизны траектории r, $\frac{в\cdot сек}{м^2}\cdot м$	Электроны	0,001	0,003	0,005	0,018	0,035	0,17	0,34	1,66	3,35
	Протоны	0,046	0,096	0,144	0,324	0,446	1,07	1,48	3,62	5,64
	α-частицы	0,066	0,199	0,288	0,647	0,920	2,06	2,93	6,68	9,74
Практический пробег электронов в воздухе	в воздухе	0,1	1,3	3	20	40	170	280	630	800 *м*
	в воде	0,01	0,16	0,5	2,5	5	19	32	78	100 *см*
	в свинце	—	—	0,06	0,3	0,5	1,2	1,6	2,5	2,9 *см*
Пробег протонов в воздухе	в воздухе	0,14	0,86	2,30	34 *см*	1,15	21	70	1080	3000 *м*
Пробег α-частиц	в воздухе	0,1	0,34	0,56	3,5	10,6 *см*				

электрона возрастает очень быстро. Установленная экспериментально связь между массой и скоростью может быть выражена формулой

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\left(\frac{u}{c}\right)^2}}, \qquad (279)$$

где m_0 есть предельное значение массы покоящегося электрона. Величина m называется массой импульса, а m_0 — массой покоя.

Влияние скорости на измерения массы кажется противоречащим всем механическим опытам — как произведенным в лаборатории, так и относящимся к небесной механике. Однако на Земле мы редко имеем дело со скоростями, превышающими 1 *км/сек*, а в движениях планет скорость не превышает 100 *км/сек*. Не следует поэтому обобщать результаты опытов, произведенных при таких небольших значениях скорости.

Грубый пример может быть здесь полезен. Толстые сыры режут не ножом, а проволокой. Можно было бы применить этот прием и к нарезыванию колбасы, и притом придерживаясь правила: проволока должна быть перпендикулярна к продольной оси колбасы. По этому правилу должны были бы получаться кружки, площадь которых можно измерить. При покоящейся колбасе мы получаем кружки с постоянной «площадью покоя» F_0. Сообщим теперь колбасе импульс и вместе с ним определенную скорость u в направлении оси. При этом опыт разрезывания даст кружки с «площадью импульса» F, возрастающей до сколь угодно большого значения по мере увеличения скорости.

Влияние скорости на результаты измерения массы можно обнаружить в опытах не только с электронами, но и с любыми частицами. В таблице 16 приведены некоторые значения. Они нужны, между прочим, и для количественной обработки траекторий частиц (треков) в камере Вильсона. Протон (символ p) — это название изотопа водорода с массовым числом 1 и порядковым или зарядовым числом 1. Таким образом, $p={}^1_1\mathrm{H}$. При очень больших скоростях измеренная масса электронов имеет тот же порядок величины, что масса протонов и α-частиц.

§ 173. Масса и энергия. Равенство (279) приводит к одному чрезвычайно важному следствию. Выражение, стоящее в правой части этого равенства, мы можем разложить в ряд и получить выражение

$$m=m_0\left(1+\frac{1}{2}\frac{u^2}{c^2}+\ldots\right)$$

или

$$mc^2=m_0c^2+\frac{1}{2}m_0u^2+\ldots$$

Но $\frac{1}{2}m_0u^2$ — это кинетическая энергия, а складывать мы можем только однородные величины. Следовательно, величины mc^2

и m_0c^2 должны быть значениями энергии. Их значение становится ясно в предельном случае $u=0$: покоящаяся масса обладает еще очень большой энергией

$$W = m_0c^2 \quad \text{или} \quad \frac{W}{c^2} = m_0. \tag{280}$$

Это соотношение управляет явлениями *перехода массы в энергию и наоборот*, открытие которых представляет собой одно из важнейших достижений последнего столетия. Оно отнюдь не опирается только на результаты измерений, приведенные в таблице, а получается в общем виде как один из выводов теории относительности. Это мы и покажем в следующей главе.

XXI. ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ КАК ОПЫТНЫЙ ФАКТ

§ 174. Предварительное замечание. Между распространением механических звуковых волн и световых электромагнитных волн существует одно поразительное и кажущееся на первый взгляд загадочным различие. Оно приводит к необычайно далеко идущим следствиям и, в частности, к установлению той связи между массой и энергией, о которой мы говорили в предыдущей главе. Это и будет показано в этой главе.

§ 175. Распространение звуковых волн в равномерно движущейся системе отсчета. Будем мысленно экспериментировать на свободной палубе корабля, движущегося с постоянной скоростью. Положим, что море спокойно и воздух над ним первоначально находится в покое. При этих условиях ветер на палубе обусловлен только движением корабля. Поместим наши приборы на большой лабораторный стол, который можно поворачивать вокруг вертикальной оси, и произведем с их помощью два следующих измерения (рис. 446):

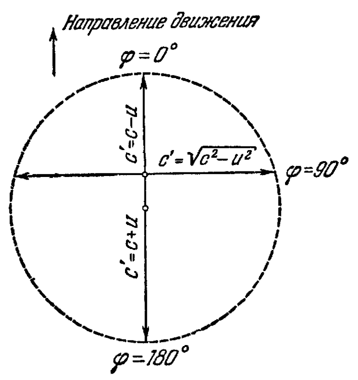


Рис. 446. На палубе корабля, движущегося в спокойном воздухе со скоростью u, ветер, обусловленный движением, создает угловое распределение значений скорости звука c', которое показано на рисунке в полярных координатах. c — скорость звука в покоящемся воздухе (340 *м/сек*).

1. Измерим скорость звука как частное от деления длины пути, т. е. расстояния l между источником и приемником, на время распространения T, которое тратит звук на достижение приемника (рис. 447, измерение малых промежутков времени при современных средствах эксперимента не представляет никаких трудностей).

В этих опытах мы обнаружим существенную зависимость измеренной скорости звука $c' = l/T$ от угла φ между направлением наблюдения и направлением движения корабля. Результаты показаны на рис. 446.

Объяснение: за измеренное на борту корабля время T звук, распространяющийся в покоящемся воздухе со скоростью c, прошел бы путь cT. Этот путь векторно складывается из расстояния l и пути uT, пройденного источником вместе с кораблем за время T. Отсюда, например, для $\varphi=0°$ мы получаем $cT=l+uT$ и, следовательно,

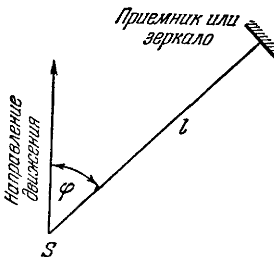


Рис. 447. Измерение времени распространения звука в одном направлении или времени его возврата на палубе движущегося корабля для различных направлений распространения звука, определяемых углом φ.

$$c'=\frac{l}{T}=c-u, \tag{281}$$

а для $\varphi=90°$

$$cT=\sqrt{l^2+(uT)^2} \quad \text{и} \quad c'=\frac{l}{T}=\sqrt{c^2-u^2}.$$

2. Заставим цуг звуковых волн, испускаемых источником S, отразиться от зеркала, находящегося на расстоянии l, и вернуться к источнику (рис. 447). Мы измеряем время возвращения звука для различных углов φ между направлением распространения звука и продольной осью корабля. Пусть сначала $\varphi=0°$, т. е. звук распространяется вдоль оси корабля. Для прохождения пути туда и обратно звуку требуется время

$$T_1=\frac{l}{c-u}+\frac{l}{c+u}=\frac{2l}{c}\,\frac{1}{1-\frac{u^2}{c^2}}=\frac{2l}{c}\alpha^2, \tag{282}$$

где введено сокращенное обозначение

$$\alpha=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}. \tag{283}$$

Во втором опыте заставим звук распространяться в направлении, перпендикулярном к направлению движения корабля (системе отсчета), т. е. положим $\varphi=90°$. При этом на прохождение пути туда и обратно требуется время

$$T_2=\frac{2l}{\sqrt{c^2-u^2}}=\frac{2l}{c}\,\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}=\frac{2l}{c}\alpha. \tag{284}$$

Таким образом, цуг звуковых волн, распространяющийся по направлению движения, вернется обратно позже, чем распространяющийся в перпендикулярном направлении:

$$T_1=\alpha T_2. \tag{284*}$$

Эти и подобные им опыты на палубе движущегося корабля

(«в движущейся системе отсчета») характеризуются одним общим признаком: результаты измерений зависят от угла φ между направлением наблюдения и направлением движения корабля. Они изменяются при изменении ориентации «вращающегося лабораторного стола» и указывают на существование некоторого «преимущественного направления». Эта угловая зависимость обусловлена «ветром», т. е. возникает вследствие наличия относительной скорости u между кораблем и воздухом. Но при этом одна определенная система отсчета оказывается *выделенной* из числа всех возможных других систем отсчета. Она характеризуется условием $u=0$, т. е. тем, что корабль (система отсчета) и воздух находятся друг относительно друга в покое. *В этой выделенной системе отсчета описанные выше акустические наблюдения не зависят от углов, определяющих ориентацию системы.* В ней нет никакого преимущественного направления. Таким образом, например, звук распространяется не асимметрично, как это показано на рис. 446, а в виде сферически симметричных волн с центром в источнике.

В этой выделенной, покоящейся по отношению к воздуху системе отсчета результаты всех наблюдений имеют *наиболее простую форму*, свободную от сложных угловых зависимостей. Однако полученные в этой системе результаты измерений нетрудно пересчитать для наблюдателя в движущейся системе отсчета, т. е. в системе, для которой $u\neq 0$. Для этого достаточно только заменить пространственные координаты x, y, z новыми x', y', z', не меняя времени t. Положим для простоты, что направления осей x и x' совпадают с направлением скорости u. Тогда для перехода от системы x к системе x' мы имеем соотношения

$$x'=x-ut; \quad y'=y; \quad z'=z; \tag{285}$$

а для перехода от системы x' к системе x — соотношения

$$x=x'+ut; \quad y=y'; \quad z=z'. \tag{286}$$

Эти соотношения и представляют собой так называемые *преобразования Галилея*. Для них характерно то, что они преобразуют *только* длины, *но не время*, т. е. в них $t'=t$.

§ 176. Распространение электрических волн в равномерно движущихся системах отсчета. Цуг электрических волн, покинув одно тело, может достичь другого лишь спустя бóльший или меньший промежуток времени. В течение этого времени распространения он, как и цуг звуковых волн в § 175, находится в пространстве *между* телами. Наши приборы движутся в пространстве вместе с Землей с астрономическими скоростями. Только для движения Земли по ее траектории скорость $u=30$ *км/сек*! Проявляется ли эта скорость нашей системы отсчета и при измерении скорости распространения электрических волн, т. е., коротко

говоря, скорости света? Зависят ли результаты измерений от ориентации нашего вращающегося лабораторного стола по отношению к земной траектории? Эти вопросы были исследованы с помощью второго измерительного метода, описанного в § 175; измерялось время возвращения света. Измерительная установка имела форму интерферометра (рис. 448). Здесь сравнивается время возвращения двух цугов волн 1 и 2, распространяющихся по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Они создаются расщеплением одного волнового цуга на стеклянной пластинке G, после чего отражаются от зеркал I и II и по возвращении накладываются друг на друга в J. Передние фронты возвращающихся волновых цугов изображены на рисунке обычным образом. Они делают более наглядным возникновение интерференционных полос в области наблюдения (ср. «Оптика», рис. 150 и 191). Всякое запаздывание одного волнового цуга относительно другого должно проявиться в смещении интерференционных полос. Этот прибор с обоими его световыми путями был помещен на «вращающийся лабораторный стол», и измерения производились при различных ориентациях. Ни в какое время года измерения не обнаружили изменения времени возвращения в зависимости от ориентации даже на долю $1 : 10^{10}$ от его значения. Таким образом, время возвращения света с точностью по крайней мере до десятого десятичного знака не зависит от ориентации светового пути по отношению к земной траектории (Альберт А. Майкельсон, Георг Иоос).

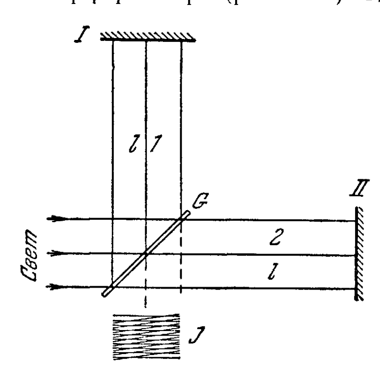


Рис. 448. Сравнение времен возвращения света в двух взаимно перпендикулярных направлениях (Путь света $2l = 60$ *м*, так что время возвращения $\frac{2l}{c} = 2 \cdot 10^{-7}$ *сек*. Длина световой волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ *м*.)

Нашим исходным пунктом была возможная аналогия между электрическими и акустическими волнами. Для последних мы установили равенство (284). Для движения Земли по ее орбите мы можем считать $\frac{u^2}{c^2} = \left(\frac{3 \cdot 10^4 \text{ м/сек}}{3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}}\right)^2 = 10^{-8}$. Согласно этой аналогии, мы должны были бы ожидать изменения времени возвращения уже в восьмом десятичном знаке.

В акустике мы нашли определенную систему отсчета, выделенную из всех остальных возможных систем. Она характеризовалась отсутствием всякого преимущественного направления. В области электрических и оптических явлений вообще не существует такого преимущественного направления. Стало быть, отпадает и предпочтение какой бы то ни было системы отсчета другим

системам. Или, иначе говоря: *для электрических и оптических процессов все не имеющие ускорения системы отсчета равноценны. Эта относительность является фактом, достоверно установленным с помощью точнейших измерений.*

§ 177. Преобразования Лорентца. Согласно сказанному в § 176, электрические или световые волны в вакууме (или практически в воздухе) распространяются в обеих системах отсчета S и S' радиально симметрично с одной и той же скоростью c, если эти системы движутся одна относительно другой равномерно со скоростью u[1]).

Чтобы правильно учесть этот факт, наблюдатель, перемещающий свою точку зрения из системы S в систему S' или из системы S' в систему S, не может пользоваться преобразованиями Галилея, так как последние преобразуют радиально-симметричный процесс распространения волны в эксцентрично асимметричный с ясно выраженным преимущественным направлением (рис. 446). Следовательно, уравнения преобразования должны иметь иную форму. Эти новые уравнения были впервые найдены Г. А. Лорентцом и называются в его честь *преобразованиями Лорентца*. Приведем их для простейшего случая, когда соответственные оси координат параллельны и относительная скорость обеих систем отсчета u совпадает с направлением осей x и x'. Если при этом ввести сокращенное обозначение (формула (283), стр. 366)

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}},$$

то преобразования Лорентца принимают вид

для перехода от S к S':		для перехода от S' к S:	
$x' = \alpha(x - ut)$;	(287)	$x = \alpha(x' + ut')$;	(288)
$y' = y$; $z' = z$;		$y = y'$; $z = z'$;	
$t' = \alpha\left(t - \frac{ux}{c^2}\right)$;	(289)	$t = \alpha\left(t' + \frac{ux'}{c^2}\right)$.	(290)

Преобразования Лорентца являются обобщением преобразований Галилея и включают в себя последние как предельный случай для малых значений скорости. Действительно, для малых значений отношения $\frac{u}{c}$ формулы (287) и (289) переходят в формулу (285).

[1]) Строго говоря, системы должны быть инерциальными, т. е. такими, в которых тела, не подверженные действию сил, движутся по прямым линиям с постоянной скоростью.

Преобразования Лорентца относятся не только к длинам, но и к интервалам времени при переходе от одной системы отсчета к другой. Они выражают тот факт, что, по существу, нельзя давать никаких указаний времени независимо от положения в пространстве, и приводят к важным выводам.

I. *Зависимость показаний часов от положения в пространстве. Относительность одновременности.* Два события, происходящие в точках x_1 и x_2 и одновременные в системе отсчета S, т. е. события, для которых $t_1=t_2$, представляются *не одновременными* для наблюдателя в системе S'. Последний обнаружит разность времен

$$t'_1 - t'_2 = \alpha(x_2 - x_1)\frac{u}{c^2}. \tag{291}$$

Формула (291) вытекает из (289) при $t_2=t_1$.

II. *Релятивистское растяжение времени.* Измеренный в одном месте системы отсчета S интервал времени $T=t_1-t_2$ будет для наблюдателя в системе S' более длительным. Этот наблюдатель измерит интервал длительности

$$T' = t'_1 - t'_2 = \alpha T. \tag{292}$$

Это равенство вытекает из равенства (289) при постоянном x.

III. *Лорентцовское сокращение длин.* Параллельный направлению движения отрезок, имеющий в системе отсчета S длину $l=x_2-x_1$, для наблюдателя в системе S' будет более коротким. Последний измерит длину

$$x'_2 - x'_1 = l' = \frac{l}{\alpha}. \tag{293}$$

Из равенства (287) следует

$$x'_2 - x'_1 = \alpha\,[x_2 - x_1 - u\,(t_2 - t_1)]. \tag{294}$$

Для t_2 и t_1 нужно выбрать такие значения времени, в которые $t'_2=t'_1$. Только при этом движущийся наблюдатель может установить, каким делениям его масштаба соответствуют начало и конец измеряемого отрезка в один и тот же момент времени. Для $t'_2=t'_1$ получаем из равенства (289)

$$t_2 - t_1 = \frac{u\,(x_2 - x_1)}{c^2}. \tag{295}$$

Подстановка (295) в (294) дает нам равенство (293).

IV. *Равноправность обеих систем отсчета.* Приведем только один пример. Если некоторый интервал времени имел в системе S длительность T, то в системе S' он будет измерен как более длительный: $T'=\alpha T$. Соответственно и интервал времени, имевший в том же месте системы S' значение $T'=t_2-t_1$, будет более длительным для наблюдателей в системе S. Их измерения дадут для этого

интервала значение

$$T = t_2 - t_1 = \alpha T'. \qquad (292a)$$

Формула (292а) вытекает из (290) при постоянном x.

§ 177а. Преобразование Лорентца и наибольшая скорость сигнала. Согласно преобразованиям Лорентца, наблюдатель, переходящий от одной системы отсчета к другой, обнаружит не только изменение положения тела, но и другое время. Этим учитывается следующий факт: в естествознании, основанном на наблюдении и опыте, все указания времени получаются при помощи *часов*. Для часов, находящихся в разных точках пространства, одновременность, которую мы можем только *мысленно* представлять себе, не имеет никакого значения. Ход и положение этих часов должны быть сравниваемы при помощи тех или иных сигналов, посылаемых от одной точки к другой и обратно. Но все сигналы обладают *конечной* скоростью распространения. Наибольшая известная в настоящее время скорость сигнала —это не зависящая от направления скорость света c; по сравнению с ней можно в большинстве случаев пренебрегать скоростью движущихся тел u. Но если это не имеет места, т. е. если скорости u и c сравнимы по порядку величины, то мы приходим к новым фактам.

Пользуясь моделью, которую можно осуществить в «сказочном мире», можно уяснить себе две вещи: во-первых, роль не зависящей от системы отсчета скорости сигнала, которым мы пользуемся для сравнения часов, и, во-вторых, заключающуюся в преобразованиях Лорентца равноправность обеих систем отсчета S и S'. Мы будем описывать конструкцию модели обычным образом, но в последующих рассуждениях *мы* больше не будем участвовать. Мы будем только «помогать» физикам «сказочного мира» так же, как дети «помогают актерам» кукольного театра.

Сначала модель и ее устройство. На рис. 449 изображены две системы отсчета S и S'. Верхняя система S находится в покое относительно аудитории, нижняя система S' может перемещаться по салазкам со скоростью $u = 0{,}74$ ***c***. Здесь ***c*** есть наибольшая скорость распространения сигнала, какая доступна физикам сказочного мира. Это — скорость метки L, которую можно двигать (например, по направляющей шине) в обоих направлениях. При сравнении часов эта метка является тем сигналом, который заменяет нам световую вспышку. Каждая из систем содержит в качестве измерительных приборов двое часов и одну масштабную линейку. Период обращения стрелки часов по циферблату мы назовем 12 ***час***, а расстояние между штрихами масштабной линейки — 1 ***км***. Такое наименование единицы длины принято для того, чтобы подчеркнуть, что наблюдатели в системах S и S' никак не могут сравнить свои часы одним взглядом, как это делает читатель.

Наша модель, как упомянуто, *построена для отношения* $\frac{u}{c}=0{,}74$, т. е. приближенно для значения $\alpha=3:2$. С этим согласованы и измерительные приборы в обеих системах, т. е. их масштабы и часы: расстояния между делениями на масштабах относятся, как 3 : 2 (в соответствии с выводом *III* на стр. 370), а времена оборота стрелок часов — как 2 : 3 (в соответствии с выводом *II*). Кроме того, в соответствии с выводом *I*, между часами в системе S' есть некоторая разность установки: часы, находящиеся по направлению u впереди, «отстают» от задних часов; при выбранном нами расстоянии в 8 *км* это отставание составляет около 4 *час.* Поскольку значение имеют только указанные выше *отношения,* можно осуществлять все движения с помощью цепных передач, приводимых в движение от одной рукоятки. При этом нет необходимости вращать эту рукоятку равномерно, можно даже прерывать вращение и по желанию останавливать течение времени. Теперь мы переходим к «опытам», которые производят физики в обеих этих системах.

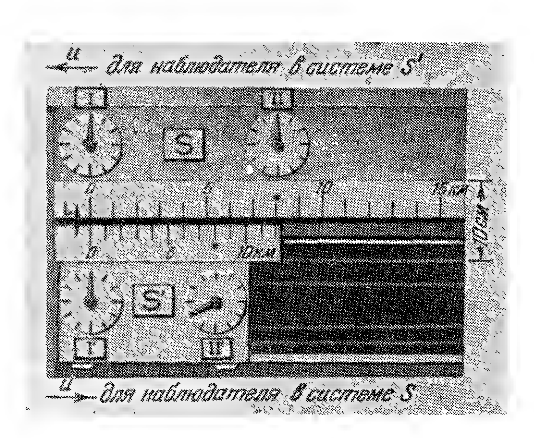


Рис. 449. Модель для пояснения преобразований Лоренца (изображена часть модели, соответствующая примерно 0,6 ее полной длины). На рисунке изображено состояние двух систем S и S', которые движутся друг относительно друга со скоростью (произвольного происхождения) $u=0{,}74$ c. Изображено состояние обеих систем в некоторый момент, каким его описал бы наблюдатель, покоящийся относительно системы S. (Если бы не было скорости u, то масштабы в обеих системах имели бы одинаковую длину, а ход и положение всех четырех часов были бы одинаковыми.) По отношению к наблюдателю в системе S часы II' движутся в направлении скорости u, и потому они «отстают на четыре часа». Напротив, для наблюдателя в системе S' движутся в направлении u часы I, которые поэтому «отстают на четыре часа». Это легче всего видеть, если стрелку часов II' поставить на 12 часов, так же как и стрелки часов в системе S. Тогда часы I' будут показывать четыре часа пополудни в тот момент, когда стоящие над ними часы I в системе S показывают только 12^{00} дня. В модели используются четыре цепные передачи, перекинутые через зубчатые колеса, которые приводятся во вращение от одной рукоятки. Первая передача приводит в движение стрелки часов в системе S, вторая перемещает сигнал L, третья — систему S' и при этом на четвертой цепи вращается зубчатое колесо, поворачивающее стрелки часов в системе S'.

1. Физик в системе S в 12^{00} дня отправляет марку L в качестве сигнала от часов I к часам II. Этот сигнал приходит к месту назначения в 5^{05} пополудни, т. е. через 5,1 *часа.* Сигнал тут же отражается, т. е. метка L начинает двигаться в обратную сторону и приходит снова к часам I, когда они показывают время 10^{10} вечера, т. е. снова через интервал времени 5,1 *часа.* Таким образом, время распространения сигнала в обеих направлениях одно и то же.

Поэтому физики в системе S не обнаруживают никакой разности хода между своими часами. Если бы такая разность существовала, то время распространения сигнала в одном и другом направлении было бы различно.

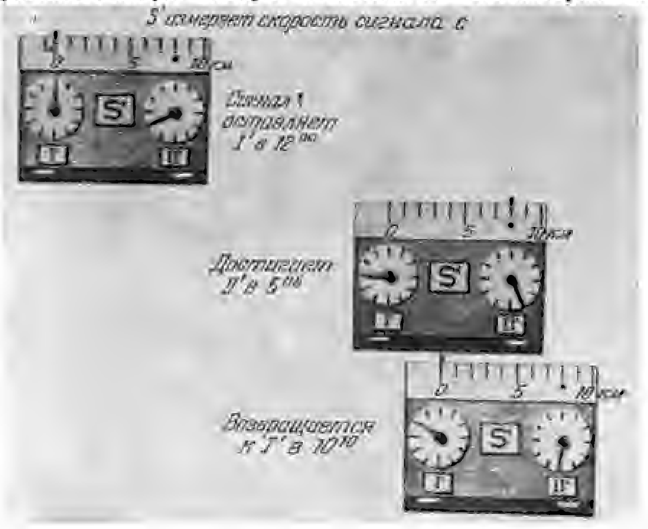
Часы *I* и *II* удалены в системе S на 8 ***км***. Поэтому физики в этой системе находят для не зависящей от направления скорости сигнала значение $c=8$ ***км***/5,1 ***часа***$=1,57$ ***км/час.***



К пункту 1.

2. Те же измерения производят физики в системе S'. Все происходит точно так же, и результаты оказываются теми же. Снова сигнал проходит в обоих направлениях путь в 8 ***км*** за 5,1 ***часа***, и, следовательно, физики в системе S' не обнаруживают никакой разности хода между своими часами. Для не зависящей от направления скорости сигнала они получают то же значение $c=1,57$ ***км/час.***

3. Физики в системе S хотят определить, какую *длину* l' в системе S' они измеряют как 8 ***км***.



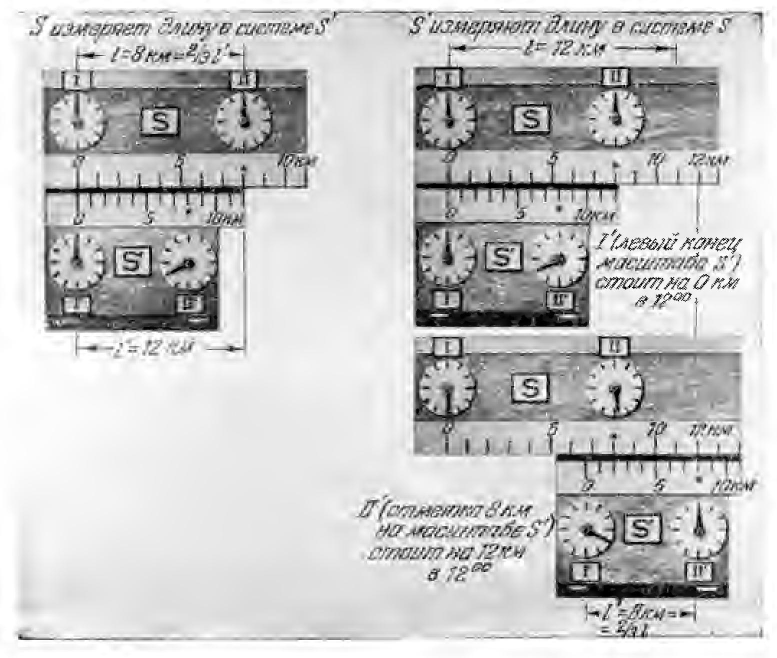
К пункту 2.

$l=8$ ***км*** — это выбранное в нашей модели расстояние между часами *I* и *II*. Поэтому физики системы S отмечают, в каких точках масштаба S' находятся

их часы в один и тот же момент времени, например в 12^{00} дня. Они находят на масштабе S' две точки, отстоящие на $l'=12$ ***км***.

Результат: наблюдатель в системе S измеряет находящийся в системе S' отрезок длины $l'=12$ ***км*** только как 8 ***км***. Таким образом, для него длины движущихся тел сокращены в отношении 2 : 3 (лорентцовское сокращение масштабов).

4. Физики в системе S' хотят узнать, какую *длину* в системе S они измеряют как 8 ***км***. Длина в 8 ***км*** — это в нашей модели расстояние между часами



К пункту 3. К пункту 4.

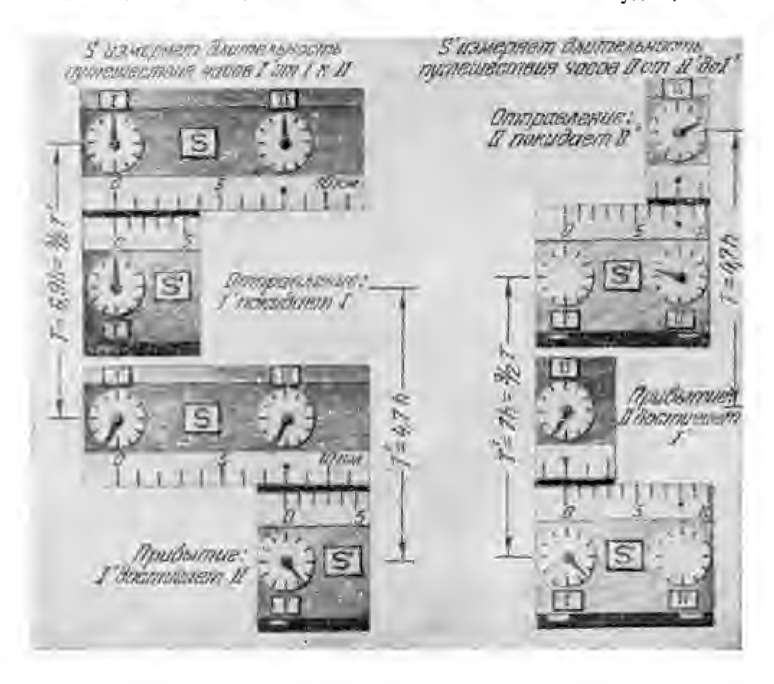
I' и II'. Поэтому они наблюдают, в каких точках масштаба S находятся их часы I' и II' в *тот момент*, когда эти часы показывают *одно и то же время*, например по условию в 12^{00} дня. При таком положении стрелок часов физик, стоящий у часов I', видит, что его часы совпадают с нулевым делением масштаба S. Физик, стоящий у часов II', находит, что в момент, когда стрелки этих часов II' стоят на 12^{00}, часы совпадают с делением масштаба в системе S, соответствующим 12 ***км***.

Результат: наблюдатель в системе S' находит для длины $l=12$ ***км*** в системе S значение $l'=8$ ***км***; для него также все длины в движущемся теле сокращены в отношении 2 : 3.

5. Физики в системе S измеряют *длительность интервала времени*, за которое «путешественник», т. е. часы I', проходит путь между часами I и II. Пример: пусть в момент, когда часы I и I' отделяются друг от друга, те и другие показывали время 12^{00} дня. Когда «путешественник» (часы I') достигнет своей цели (часов II), последние будут показывать 6^{50} вечера, а часы I' — только 4^{40} пополудни. Следовательно, физики системы S находят, что дли-

тельность путешествия $T=6{,}9$ **часа**, тогда как сам «путешественник» (часы I') находит для этой длительности значение $T'=4{,}7$ **часа**. Таким образом, растяжение времени $T:T'=3:2$ (а измеренная скорость u приближенно равна 8 **км**/7 **час**$=0{,}73$ **с**).

6. Физики системы S' измеряют длительность интервала времени, в течение которого «путешественник», т. е. часы II, проходят путь от часов II' к часам I'. Пример: пусть в момент, когда часы II отделяются от часов II', начиная свое путешествие, часы II показывали 2^{15} пополудни, а часы II'



К пункту 5. К пункту 6.

показывали 9^{30} до полудня. Когда «путешественник» (часы II) достигнет своей цели (часов I'), последние будут показывать 4^{30} пополудни, а часы II будут показывать 6^{50} вечера. Следовательно, физики системы S' по своим часам найдут, что длительность путешествия была равна $T'=(2{,}5+4{,}5)=7$ **час**, тогда как «путешественник» (часы II) найдет, что длительность его путешествия составляла $T=4{,}7$ **часа**. Таким образом, растяжение времени $T':T=3:2$ (а измеренная скорость путешествия $u'=8$ **км**/7 **час**$=0{,}73$ **с**).

Таковы наблюдения, которые сделали бы физики сказочного мира, а не мы, их «помощники» в указанном выше смысле. Мы располагаем *световыми* сигналами, и потому можем рассматривать вещи с более высокой точки зрения.

Существует одно наблюдение растяжения времени, производящее очень большое впечатление.

Жесткая компонента космического излучения состоит из очень быстрых μ-мезонов. Это — элементарные электрические заряды, масса которых в 207 раз больше массы электрона. Подробнее см. в § 200. Эти очень быстрые мезоны имеют в нашей атмосфере средний пробег $w \approx 6000$ *м*. Их скорость почти равна скорости света, $u = 0{,}995\ c$. Следовательно, в нашей системе отсчета, относительно которой мезон движется, мы находим для него время пролета $T = \frac{w}{u} = 2 \cdot 10^{-5}$ *сек*. Это значение примерно в 10 раз больше, чем длительность жизни мезона $\tau' = 2 \cdot 10^{-6}$ *сек*, измеренная в системе отсчета S', относительно которой мезон находится *в покое*. Тем не менее здесь нет никакого противоречия. Отношение $T/\tau' = 10$ равно множителю α для случая, когда относительная скорость движения систем отсчета $u = 0{,}995\ c$.

§ 177б. Векторы электрического и магнитного полей в системах отсчета S и S'. Уравнения Максвелла сохраняют в обеих движущихся друг относительно друга системах один и тот же вид, если положить при переходе

от S к S':

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}'_{x'} &= \mathfrak{E}_x; \quad \mathfrak{H}'_{z'} = \mathfrak{H}_x; \\ \mathfrak{E}'_{y'} &= \alpha(\mathfrak{E}_y - \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}_z); \\ \mathfrak{E}'_{z'} &= \alpha(\mathfrak{E}_z + \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}_y); \\ \mathfrak{H}'_{y'} &= \alpha(\mathfrak{H}_y + \mathfrak{u} \times \mathfrak{D}_z); \\ \mathfrak{H}'_{z'} &= \alpha(\mathfrak{H}_z - \mathfrak{u} \times \mathfrak{D}_y); \end{aligned}\right\} \qquad (299)$$

от S' к S:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_x &= \mathfrak{E}'_{x'}; \quad \mathfrak{H}_x = \mathfrak{H}'_{x'}; \\ \mathfrak{E}_y &= \alpha(\mathfrak{E}'_{y'} + \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}'_{z'}); \\ \mathfrak{E}_z &= \alpha(\mathfrak{E}'_{z'} - \mathfrak{u} \times \mathfrak{B}'_{y'}); \\ \mathfrak{H}_y &= \alpha(\mathfrak{H}'_{y'} - \mathfrak{u} \times \mathfrak{D}'_{z}); \\ \mathfrak{H}_z &= \alpha(\mathfrak{H}'_{z'} + \mathfrak{u} \times \mathfrak{D}'_{y'}). \end{aligned}\right\} \qquad (300)$$

$$\text{Энергия} \quad W' = \alpha W, \qquad W = \alpha W'.$$

$$\text{Заряд} \quad q' = q.$$

Таким образом, при преобразованиях Лорентца напряженность электрического поля $\mathfrak{E}$ и плотность магнитного потока $\mathfrak{B}$ сливаются в один вектор, и то же имеет место для напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ и плотности электрического смещения $\mathfrak{D}$. Экспериментально это означает следующее: обладая преобразованиями Лорентца, мы уже не должны рассматривать отдельно две различные формы процесса индукции: индукцию при покоящейся индукционной катушке жесткой формы и индукцию в движущейся катушке; равным образом мы не должны рассматривать опыт Роуланда как новый способ создания магнитного поля. Новым в формуле (299) и (300) является только множитель α из формулы (283). В остальном по существу эти формулы тождественны с формулами (84) и (85) на стр. 130, 131.

§ 178. Преобразования Лорентца в механике. В 1905 г. А. Эйнштейн согласовал основные уравнения механики с преобразованиями Лорентца. При этом он установил для массы, связанной с импульсом, соотношение (см. стр. 363)

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \alpha m_0. \tag{301}$$

Это можно сделать, например, следующим образом:

1. Рассмотрим две системы отсчета x и x', относительная скорость которых пусть будет u_r. В этих системах мы измеряем для одного и того же тела скорости u и u'. Дифференцируя дважды выражения для преобразования Лорентца (287) и (288), мы получаем свободное от u_r соотношение

$$\frac{\frac{du}{dt}}{\left(\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\right)^3} = \frac{\frac{du'}{dt'}}{\left(\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}\right)^3}. \tag{302}$$

2. Делаем решающее допущение: измеряемые в обеих системах силы должны быть одинаковы и в предельном случае малых скоростей должны в обеих системах удовлетворять основному уравнению механики: сила = массе × ускорение.

В соответствии с этим мы пишем:

$$\frac{m_0\frac{du}{dt}}{\left(\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\right)^3} = \frac{m_0\frac{du'}{dt'}}{\left(\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}\right)^3}. \tag{303}$$

3. Производим интегрирование в каждой системе по ее собственному времени и вычисляем для обеих систем выражения для импульсов, взятые в дальнейшем в скобки:

$$\frac{d}{dt}\frac{m_0 u}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \frac{d}{dt'}\frac{m_0 u'}{\sqrt{1-\frac{u'^2}{c^2}}}, \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt}(mu) = \frac{d}{dt'}(m'u'). \tag{304}$$

Определяемые этими импульсами массы в обеих системах m и m' зависят от скоростей в этих системах так, как этого требует эмпирически установленное соотношение (279). Этим и дается то доказательство, о котором шла речь в конце § 173: влияние скорости наблюдателя на измеряемую им величину массы не только вытекает из экспериментальных наблюдений, но и является следствием преобразований Лорентца в принципе относительности.

§ 178а. Заключительное замечание. Уже в начале «Механики» мы подчеркивали, что физические данные всегда имеют смысл только относительно какой-то условно выбранной системы отсчета. Чтобы закрепить это положение, приведем в конце этой главы следующее сопоставление.

Пусть вначале две указанные системы отсчета S и S' покоятся одна относительно другой, и в каждой из них находится электрически заряженный шар с покоящимся центром тяжести. Пусть диаметр этого шара есть D, его масса m_0 и заряд q. Допустим, что оба шара вращаются вокруг одного из своих диаметров с одним и тем же периодом T. Теперь представим себе, что наши системы вместе со своими шарами начинают двигаться друг относительно друга с постоянной скоростью u. Тогда наблюдатель в системе S обнаружит следующее: шар в системе S', кроме кинетической *энергии вращения*, обладает дополнительной *энергией трансляции*; кроме того, в дополнение к своему *электрическому* полю он обладает и *магнитным полем*. Оба эти эффекта являются *эффектами первого порядка*, т. е. зависят от отношения u/c. Наблюдатель, находящийся в системе S, обнаружит также и *эффекты второго порядка*, т. е. эффекты, зависящие от u^2/c^2. Он обнаружит для шара в системе S' сокращение диаметра, параллельного скорости u, до D/α, увеличение периода его вращения до $T\alpha$ и увеличение его массы до $m_0\alpha$. Для шара в собственной системе S он не найдет ничего подобного.

То же справедливо и для наблюдателя в системе S'. Он обнаружит все указанные выше эффекты для шара в системе S и не найдет их для шара в собственной системе S'.

Все это — *опытные факты*, и мы не можем не принять их. Сначала были обнаружены эффекты, зависящие от u/c, и лишь значительно позже — эффекты, зависящие от u^2/c^2. Это не удивительно: даже для u=30 *км/сек* множитель α больше 1 только на 5 единиц девятого десятичного знака. Тем не менее, вероятно, недалеко то время, когда мы сможем, например, обнаружить растяжение времени с помощью технических вспомогательных средств (кварцевые часы в ракетах).

XXII. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 179. Предварительное замечание. Радиоактивный распад атомов разрушил догму химиков о непревратимости химических элементов. Испуская корпускулярные лучи, атом одного элемента превращается в атом другого. Это было сначала обнаружено на спонтанно распадающихся радиоактивных элементах, причем полное недоумение вызывал вопрос об источниках энергии, отдаваемой при отдельных актах распада.

Само собой разумеется, что сейчас же начались попытки вызвать радиоактивные процессы теми или иными внешними воздействиями, например путем бомбардировки катодными лучами или рентгеновскими лучами. При этом сразу же была поставлена задача освободить внутриатомную энергию и сделать ее доступной для использования. Однако только в 1919 г. Резерфорду удалось, облучая азот α-частицами, превратить его в кислород и при этом получить в качестве побочного продукта водород (§ 180). Открытие этой первой ядерной реакции послужило только началом. Число известных в настоящее время ядерных реакций уже измеряется многими тысячами. В них наряду с α-частицами и протонами прежде всего принимают участие нейтроны (символ n, § 181).

Многие из получающихся при ядерных реакциях изотопов нестабильны; подобно естественным радиоактивным элементам они распадаются, испуская лучи. Разделение процессов радиоактивности на естественные и искусственные сейчас уже, по существу, не оправдано, хотя оно и целесообразно с точки зрения исторического изложения.

Ядерные реакции дали нам возможность осмыслить наши основные представления о строении периодической системы элементов («Оптика», § 169). Кроме того, они играют исключительную, известную всем роль в технике.

В этой главе мы приведем несколько примеров типичных *ядерно-физических* или *ядерно-химических* реакций. Для обоих терминов можно найти обоснование.

При исследованиях ядерных реакций и искусственной радиоактивности были обнаружены новые элементарные частицы, иногда наблюдаемые при ядерных реакциях, вызываемых космическими лучами. О последних мы будем говорить в главе XXV.

§ 180. Превращения ядер при ударах α-частиц.

I. *Превращение азота в кислород и водород.* Уравнение этой классической реакции имеет вид

$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad (305)$$

$^{14}_{7}N$	$^{4}_{2}He$	$^{17}_{8}O$	$^{1}_{1}H$
Азот с зарядом 7*e* и массовым числом 14	Ядро гелия с зарядом 2*e* и массовым числом 4	Ядро кислорода с зарядом 8*e* и массовым числом 17	Протон-ядро водорода с зарядом 1*e* и массовым числом 1

Таким образом, α-частица захватывается ядром атома азота и возникает изотоп кислорода и протон.

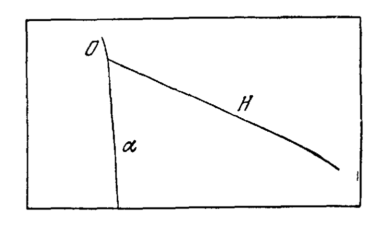


Рис 450 К обнаружению превращения ядер азота при бомбардировке их α-частицами. Схема по фотографии П. М Блэкетта и Д. С. Лисса. Стереоскопическая фотография дает возможность определить углы между траекториями частиц O и H и направлением полета α-частицы. Эти углы равны 13°,2 и 111°,8.

Можно сфотографировать в туманной камере (камере Вильсона) следы траекторий обоих продуктов реакции. Во многих научно-популярных книгах можно сейчас найти репродукции таких снимков. Здесь достаточно напомнить о них с помощью небольшого схематического рисунка (рис. 450): O — след ядра кислорода, H — след ядра водорода. Такую картину удается наблюдать один раз на много тысяч снимков. Поэтому о демонстрации такой реакции не может быть и речи.

В камере Вильсона, заполненной азотом, часто удается видеть длинные следы траекторий протонов, ответвляющиеся в сторону от траектории α-частицы. Однако в этих случаях не хватает следов ядер кислорода. Мы имеем здесь, следовательно, дело не с ядерной реакцией, а с более или менее центральным соударением α-частицы с ядром водорода водяного пара.

II. *Превращение алюминия в кремний и водород.* Уравнение реакции имеет вид

$$^{27}_{13}Al + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{30}_{14}Si + ^{1}_{1}H + \gamma\text{-фотон}. \qquad (306)$$

Эта реакция удобна для демонстрационного опыта. Сильный препарат полония окружают алюминиевой фольгой, в которой застревают все α-частицы полония. При этом в камере Вильсона видны только несколько длинных следов траекторий протонов, начинающихся на алюминиевой фольге.

Можно обнаружить четыре группы треков различной длины. Это указывает на то, что при ядерной реакции протоны могут приобретать различные значения кинетической энергии. Их разности соответствуют энергии третьего партнера реакции γ-фотона.

§ 181. Получение, обнаружение и свойства нейтронов. Особенно важным партнером в ядерных реакциях оказались нейтроны. Их существование было предсказано Резерфордом задолго до того, как они были открыты. Нейтрон с символом n или ${}^{1}_{0}n$ имеет почти такую же массу, как ядро водорода (протон), но не имеет заряда. Его атомный вес $(A)_n = 1{,}008982$, т. е. немного больше, чем атомный вес протона $(A)_p = 1{,}007593$ (ср. § 188); его вращательный импульс равен $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$.

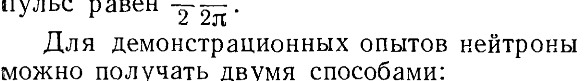


Рис. 451. Источник нейтронов. Парафиновый блок и металлический цилиндр из родия понадобятся нам только в § 182.

Для демонстрационных опытов нейтроны можно получать двумя способами:

1. *При бомбардировке бериллия α-частицами.* В стеклянную трубку помещают смесь примерно 10 *г* порошкообразного бериллия и нескольких миллиграммов соли $RaBr_2$ (рис. 451); α-частицы Ra освобождают из бериллия нейтроны. Уравнение реакции гласит:

$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \longrightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n + \gamma\text{-фотон} + \text{энергия } 6\cdot 10^{6} \text{ эв}. \quad (307)$$

2. *При бомбардировке дейтерия каналовыми лучами дейтерия.* Дейтерием (символ D) называют изотоп водорода с массовым числом 2 и зарядом ядра, или порядковым числом, 1. Таким образом, $D = {}^{2}_{1}H$. Его получают электролитически из изготовляемой промышленностью в больших количествах «тяжелой воды», которая путем очень дорогостоящих процессов обогащена молекулами D_2O по сравнению с обычной водой H_2O. Каналовые лучи в газообразном D создаются с помощью тлеющего разряда (рис. 452). Напряжение должно быть не меньше 8000 *в*, но целесообразно применять напряжение раз в 10 большее. Частицы каналовых лучей ударяются о медный брусок, охлаждаемый жидким воздухом. На его поверхности образуется дейтериевый лед, на который попадают приходящие позже каналовые лучи. Реакция протекает по уравнению

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} = {}^{3}_{2}\mathrm{He} + n. \quad (308)$$

Так как нейтроны не обладают зарядом, то они не могут ионизовать газы и потому не оставляют следов в камере Вильсона.

Обнаружить их можно только косвенным образом: при прохождении через вещества, содержащие водород, например парафин, нейтрон может случайно столкнуться с положительно заряженным ядром атома водорода. При центральном ударе ядро водорода, так же как и при ударе движущегося стального шарика о такой же покоящийся, воспринимает всю кинетическую энергию, а при боковом ударе — только часть ее, и отлетает в сторону. Этот протон, обладающий зарядом, может ионизовать газ и оставляет в камере Вильсона или в фотографической эмульсии такой же отчетливый след, как и α-частица.

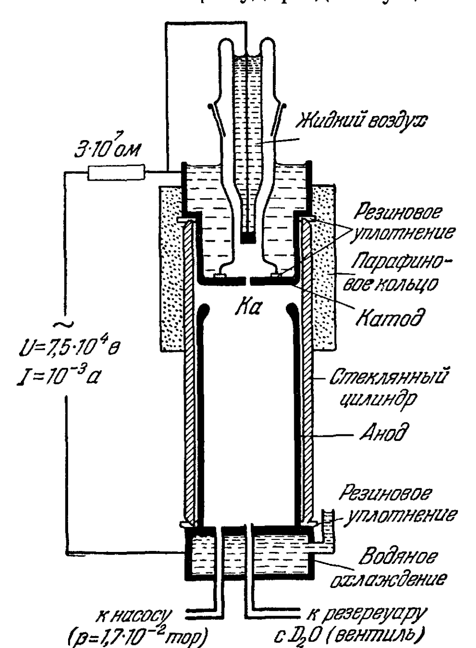


Рис. 452. Получение нейтронов при обстреле дейтерия дейтериевыми каналовыми лучами. Лед из D_2O находится на поверхности охлаждаемого жидким воздухом сосуда из хромистого железа. Анод и катод изготовлены из полированной хромированной латуни. Установка работает без выпрямителя. Канал *Ка* имеет просвет в 3 *мм* и длину в 6 *мм*.

По современным представлениям нейтроны и протоны (общее название: нуклоны) являются единственными составными частями всех ядер (§ 186). Кроме того, нейтроны в силу того, что они не имеют заряда, могут легко проникать в положительно заряженные ядра. Поэтому они очень подходят как участники ядерных реакций. При этом важное значение имеет кинетическая энергия нейтронов. Каждое атомное ядро имеет свой спектр поглощения нейтронов, часто с резко выраженными особенностями (точками резонанса). Пример этого приведен на рис. 457.

Оградиться экранами от нейтронов очень трудно. Нужны бетонные стены толщиной в несколько метров. К счастью, *нейтроны нестабильны*, они распадаются с полупериодом в 12,8 *мин*, причем они испускают электроны с непрерывным спектром и максимальной энергией в $7{,}5 \cdot 10^5$ *эв*.

Измерения периода полураспада нейтронов должны выполняться в высоком вакууме на нейтронных лучах с тепловыми скоростями. Такие нейтроны пробегают до своего распада в среднем путь длиной в 1800 *км*!

§ 182. Искусственная радиоактивность. Как уже упоминалось, многие из изотопов, возникающих при ядерных реакциях, нестабильны; они распадаются, как «искусственно радиоактивные» вещества. Опишем демонстрационный опыт и для этого явления. На рис. 451 источник нейтронов (смесь радия с бериллием) окружен листком родия, и все это помещено в толстую оболочку из парафина (толщина стенки 10 *см*). Не обладающие зарядом нейтроны проходят через тонкий металлический листок, но тормозятся в парафине благодаря соударениям с ядрами водорода. Часть этих замедленных нейтронов диффундирует обратно к центру, попадает на металл и поглощается в нем. При этом происходит реакция по уравнению

$$^{103}_{45}\mathrm{Rh} + n \longrightarrow {}^{104}_{45}\mathrm{Rh} + \gamma\text{-фотон}. \quad (309)$$

Образующийся таким образом изотоп родия, испуская электрон, превращается в палладий по уравнению

$$^{104}_{45}\mathrm{Rh} \longrightarrow {}^{104}_{46}\mathrm{Rh} + \text{электрон}. \quad (310)$$

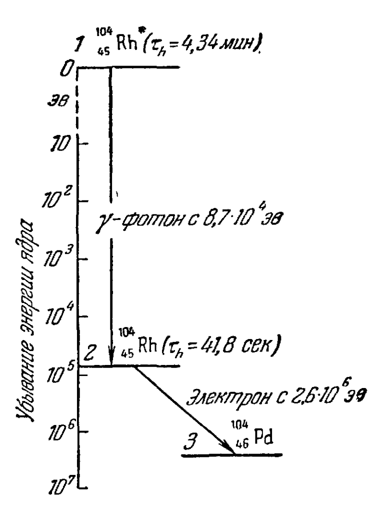


Рис. 453. Схема уровней при распаде возбужденного ядра $^{104}_{45}\mathrm{Rh}$.

Эту искусственную радиоактивность родия легко обнаружить. Достаточно удалить листок родия от источника нейтронов и поднести его к счетчику. При этом можно видеть или слышать, как электронная эмиссия постепенно уменьшается с полупериодом в 4 *мин*. Это, однако, не время полураспада родия согласно написанному выше уравнению; оно имеет другое происхождение.

При бомбардировке нейтронами из родия $^{104}_{45}\mathrm{Rh}$ получается $^{104}_{46}\mathrm{Rh}$ в двух различных состояниях. На схеме уровней (рис. 453) эти состояния соответствуют уровням *1* и *2*. Можно либо рассматривать верхний из них как возбужденный (символ* или, как это сейчас принято, *m*, что означает «метастабильный»), либо сказать, что ядро $^{104}_{46}\mathrm{Rh}$ возникает в форме двух «изомеров».

Состояние, соответствующее уровню *1*, имеет период полураспада 4,3 *мин*. Испуская γ-фотон, ядро переходит из этого состояния в состояние, соответствующее уровню *2*. Последнее в свою очередь имеет период полураспада 42 *сек* и кончается превращением родия в палладий. При этом разность энергий между уровнями *2* и *3* отдается в виде энергии быстро летящего электрона. В демонстрационном опыте мы практически замечаем только более длинный из этих периодов. Экспериментальное разделение обоих периодов полураспада требует большого труда.

Вместо листка родия можно в демонстрационных опытах воспользоваться также серебряной пластинкой (корпус карманных часов). В этом случае период полураспада будет только несколько меньше.

§ 183. Расщепление ядер. Изотоп урана с атомным весом 235 может при захвате у нейтрона распадаться на осколки *приблизительно одинаковой величины*, например на радиоактивные атомы бария и криптона. При этих реакциях снова образуются нейтроны, которые в свою очередь могут расщеплять новые атомы урана. Мы получаем, таким образом, цепную реакцию с ее общеизвестными сейчас техническими применениями.

Модельный опыт для пояснения цепной реакции (П. Шеррер): на дне большого прямоугольного стеклянного ящика стоит близко одна к другой 100 различно ориентированных заряженных мышеловок. На рычаге каждой из них лежат два деревянных кубика, изображающих нейтроны. Для пуска в ход реакции через отверстие в крышке бросают в ящик один кубик («нейтрон»). За долю секунды протекает вся реакция. (Этот опыт также представляет собой хороший пример механического процесса, который можно понять только статистически.)

Само по себе расщепление ядра, без примыкающей к нему цепной реакции, можно также показать в демонстрационном опыте, изображенном на рис. 454. Ионизационная камера закрыта тонким

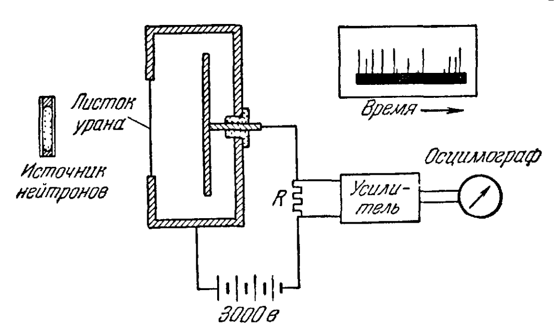


Рис. 454. Обнаружение осколков ядер урана с помощью ионизационной камеры. Тонкий слой урана находится на латунной пластинке. Источник нейтронов (~100 *мкюри*) в парафиновом блоке.

листком урана. Слева находится известный нам по рис. 451 источник нейтронов. Ионный ток усиливается и регистрируется с помощью электронно-лучевого осциллографа. Получаемая при этом картина изображена в верхнем правом углу рисунка. Она состоит из частой последовательности бесчисленных маленьких пиков, обусловленных α-частицами, выбрасываемыми ураном. На них накладываются отдельные большие выбросы, создаваемые осколками ядра, которые обладают большим положительным зарядом

и потому могут создавать много ионов. Их пробег по порядку величины равен пробегу α-частиц. Это можно видеть при наблюдении ядерных расщеплений в фотографической эмульсии (например, на рис. 470).

§ 184. Энергетический баланс ядерных реакций определяется фундаментальным соотношением $W=m_0c^2$ (§ 173).

В обычных химических реакциях принимают участие только *электронные оболочки* атомов. Эти реакции протекают либо экзотермически, т. е. с отдачей энергии (положительный тепловой эффект), либо эндотермически, с поглощением энергии (отрицательный тепловой эффект) [1]. Экзотермически протекает, например, сжигание углерода, протекающее по уравнению реакции

$$C+O_2\longrightarrow CO_2+\Big(\underbrace{4{,}1\text{ эв}}_{\text{энергетический эффект}}\triangleq\underbrace{9{,}45\cdot10^4\,\frac{\text{ккал}}{\text{кмоль}}}_{\text{тепловой эффект}}\Big). \qquad (311)$$

Напротив, эндотермической является диссоциация молекулярного водорода на атомарный, протекающая по уравнению реакции

$$H_2\longrightarrow H+H+\Big(-2{,}26\text{ эв}\triangleq-5{,}2\cdot10^4\,\frac{\text{ккал}}{\text{кмоль}}\Big). \qquad (312)$$

При этих реакциях, ограниченных *электронными оболочками*, несмотря на упорные поиски (Г. Ландольт, с 1890 по 1908 г.), не удавалось обнаружить никаких изменений массы, которые достигали бы хотя бы одной миллионной доли.

При реакциях между атомными *ядрами*, напротив, изменения массы, которых так долго и напрасно искали, были, наконец, обнаружены. В качестве примера приведем превращение атома лития в две α-частицы, происходящее при проникновении быстрых протонов в ядра лития. Эта реакция протекает экзотермически по уравнению

$${}^7_3Li+{}^1_1H\longrightarrow{}^4_2He+{}^4_2He+\Big(\underbrace{17{,}35\cdot10^6\text{ эв}}_{\text{энергетический эффект}}\triangleq\underbrace{3{,}9\cdot10^{11}\,\frac{\text{ккал}}{\text{кмоль}}}_{\text{тепловой эффект}}\Big). \qquad (313)$$

---

[1]) Определение *энергетического* эффекта:

$$Q'=\frac{\text{отданная энергия}}{\textit{число}\text{ образовавшихся молекул}}\quad\text{(в электроновольтах)}.$$

Определение *теплового* эффекта:

$$Q''=\frac{\text{отданная энергия}}{\textit{масса}\text{ образовавшихся молекул}}\quad\text{(в килокалориях на киломоль)}.$$

Обе эти величины связаны соотношением $Q''=Q'N$, где N — удельное число молекул, равное $6{,}02\cdot10^{26}$ на киломоль.

Таким образом, при этой ядерной реакции тепловой эффект круглым счетом в $5\cdot10^6$ раз больше, чем в вышеуказанных реакциях между электронными оболочками, и этот колоссальный тепловой эффект связан с уменьшением *массы* примерно на $2{,}3\,^0/_{00}$. Для нейтральных атомов имеем:

$$\begin{array}{ll} (A)_{\mathrm{Li}}=7{,}01822 & (A)_{\mathrm{He}}=4{,}00387 \\ (A)_{\mathrm{H}}=1{,}00814 & (A)_{\mathrm{He}}=4{,}00387 \\ \hline \text{до реакции сумма } 8{,}02636 & \text{после реакции сумма } 8{,}00774, \end{array}$$

т. е.

$$\frac{\Delta(A)}{\Sigma(A)}=\frac{0{,}0185}{8{,}03}=2{,}3\cdot10^{-3}. \qquad (314)$$

Атомному весу $(A)=1$ соответствуют атомы с массой $1{,}66\times\times10^{-27}$ *кг*[1]); поэтому изменению атомного веса $\Delta(A)=0{,}0185$ соответствует изменение массы $\Delta m=0{,}0185\times1{,}66\cdot10^{-27}$ *кг*$=$ $=3{,}08\cdot10^{-29}$ *кг*. Энергию, эквивалентную этой массе, можно рассчитать по формуле (280). Имеем:

$$W=\Delta m\cdot c^2=3{,}08\cdot10^{-29}\ \textit{кг}\times9\cdot10^{16}\ \textit{м}^2/\textit{сек}^2=2{,}78\cdot10^{-12}\ \textit{вт}\cdot\textit{сек}= =17\cdot10^6\ \textit{эв}. \qquad (315)$$

Эта энергия наблюдается как кинетическая энергия обеих возникающих α-частиц. При поглощении лучей веществом она в дальнейшем превращается в тепло.

В качестве примера *эндотермической* ядерной реакции назовем упомянутую в качестве первого примера в § 180 реакцию превращения азота в изотоп кислорода, т. е. первую обнаруженную ядерную реакцию. Учитывая и тепловой эффект, мы должны записать уравнение этой реакции в виде

$${}^{14}_{7}\mathrm{N}+{}^{4}_{2}\mathrm{He}\to{}^{17}_{8}\mathrm{O}+{}^{1}_{1}\mathrm{H}+\left(-1{,}16\cdot10^6\ \textit{эв}\ \hat{=}\ -2{,}68\cdot10^{10}\,\frac{\textit{ккал}}{\textit{кмоль}}\right). \qquad (316)$$

Здесь сумма атомных весов до реакции равна 18,0114, а после реакции 18,0126, и *прирост* массы $\Delta m=2\cdot10^{-30}$ *кг*. Соответствующая энергия $\Delta m\cdot c^2$ должна подводиться к атомам азота из кинетической энергии попадающих в них α-частиц.

§ 185. Технические средства для осуществления ядерных реакций. В главе XX мы могли на нескольких фундаментальных опытах выяснить основные явления естественной радиоактивности. Здесь можно было обойтись сравнительно скромными вспомогательными средствами. Приятно, что то же имеет место и при демон-

---

[1]) Имеем: $m=\frac{1}{N}$. Для вещества с атомным весом $(A)=1$ *кмоль*$=1$ *кг*, т. е. $m=1{,}66\cdot10^{-27}$ *кг* (ср. § 115).

страции основных явлений превращения ядер и искусственной радиоактивности. Здесь также достаточно небольшого числа простых опытов, не представляющих больших экспериментальных трудностей.

Важнейшим орудием для ядерных превращений являются нейтроны. Они получаются при расщеплении ядер урана в технически разработанных «ядерных реакторах» с управляемой цепной реакцией и применяются для получения искусственно радиоактивных веществ в промышленных масштабах. Эти новые вещества получили много важных применений; о некоторых из них будет сказано в следующем параграфе.

Положительно заряженные ядра могут проникнуть в другие ядра в качестве партнеров реакции лишь в том случае, если благодаря своей большой кинетической энергии они в состоянии преодолеть большое взаимное отталкивание положительных ядер друг от друга. α-частицы естественно-радиоактивных веществ имеют в лучшем случае энергию в $8{,}8 \cdot 10^6$ *эв* (табл. 14, стр. 361). В силу этого они не могут быть партнерами реакции в тех случаях, где речь идет о превращениях атомов с большим зарядом ядра или большим порядковым числом. Поэтому необходимо с помощью электрических полей разгонять ионы до таких скоростей, при которых их кинетическая энергия достигает требуемого порядка величины. Необходимые для этого технические средства эксперимента не требуют никаких новых физических знаний, но имеют совершенно иной порядок величины, чем все то, чем прежде пользовались в физических исследованиях. Речь идет об огромных машинах, хотя в них и нет внешне заметных движений. Их постройка требует затраты железа в количестве нескольких десятков тысяч тонн, а для их эксплуатации требуется мощность свыше $5 \cdot 10^4$ *квт* (это приблизительно равно мощности излучения с 1 $м^2$ поверхности Солнца). Эти машины — ускорители — еще находятся в стадии развития. Каждый из ускорителей имеет свою особую область применения. Сейчас уже созданы ускорители, сообщающие ионам энергию свыше 10^9 *эв* и созданы источники излучения, эквивалентные нескольким килограммам радия. Это по праву вызвало общий интерес и, в частности, решительным образом стимулировало исследование элементарных частиц (глава XXIV).

§ 185а. Применение искусственно-радиоактивных веществ. С помощью ядерных реакций искусственно-радиоактивные вещества получаются в промышленных количествах. Их можно поэтому применять для многих целей. Мы ограничимся двумя примерами.

1. *Радиоактивные индикаторы.* Для многих физиологических и медицинских целей можно добавлять в пищу определенные атомы в виде их радиоактивных изотопов и затем по β-излучению

следить за перемещением и накоплением этих атомов в организме. Для этой цели подходят изотопы $^{32}_{15}P$ с периодом полураспада 14,0 суток и $^{24}_{11}Na$ с периодом полураспада 15,0 суток. Непрерывный спектр электронов изотопа $^{33}_{15}P$ показан на рис. 468.

2. *Источники коротковолнового излучения.* Для многих физических и медицинских целей и для испытания материалов в технике недостаточно рентгеновских лучей с энергией кванта в несколько сотен тысяч электрон-вольт. Притом получение даже таких лучей обычными методами уже сопряжено с большими техническими трудностями. Можно обойти эти трудности и получить рентгеновские лучи с энергией кванта свыше 10^6 *эв*, пользуясь γ-фотонами изотопа $^{60}_{27}Co$. Этот радиоактивный изотоп кобальта получается с помощью медленных нейтронов уранового реактора по следующему уравнению реакции:

$$^{59}_{27}Co + n \longrightarrow {}^{60}_{27}Co + \gamma\text{-фотон}. \qquad (317)$$

Он распадается с периодом полураспада в 5,26 года. При этом он дает β-частицы с энергией в $3{,}26 \cdot 10^6$ *эв* и, кроме того, на каждый акт распада два γ-фотона: один с энергией $1{,}17 \cdot 10^6$ *эв* и другой с энергией $1{,}33 \cdot 10^6$ *эв*.

Внешне кусок радиоактивного кобальта похож на безобидный металлический стержень. Тем более настоятельно необходимы особые меры для защиты экспериментатора при работе с ним.

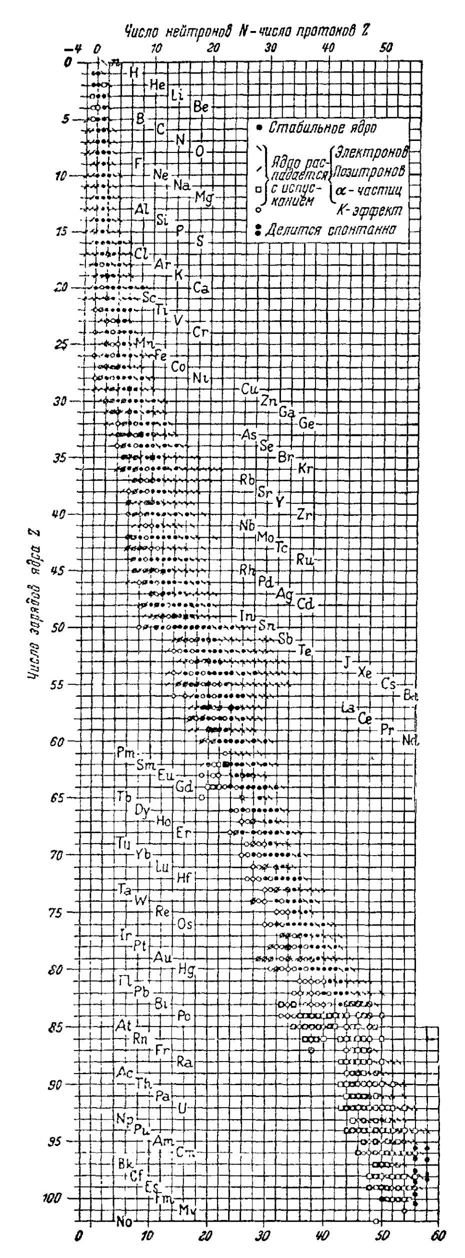


Рис. 455. Изотопы, соответствующие одному и тому же числу положительных зарядов ядра Z (или числу протонов в ядре) и различным значениям разности $N-Z$) (N — число нейтронов в ядре). Массовые числа их равны $2Z+(N-Z)$. Отрицательные значения $(N-Z)$ встречаются только у ядер с малыми значениями массового числа. Символы имеют следующие значения: Np — нептуний, Pu — плутоний, Am — америций, Cm — кюрий, Bk — берклий, Cf — калифорний, Es — эйнштейний, Fm — фермий, Mv — менделевий.

XXIII. СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 186. Массовые числа и состав ядер. Все атомные веса изотопов лишь очень мало отличаются от целых чисел. Качественно это показано на рис. 428, *а* для семи изотопов самария. Количественно это видно из следующих примеров.

Изотопы кислорода:

для ^{16}O $(A) = 16{,}000$ (принято по условию!),
для ^{17}O $(A) = 17{,}0045$,
для ^{18}O $(A) = 18{,}049$.

Изотопы хлора:

для ^{35}Cl $(A) = 34{,}979$,
для ^{37}Cl $(A) = 36{,}979$.

Незначительность этих отклонений дала основание присвоить особое наименование округленному до ближайшего целочисленного значения атомному весу, назвав его *массовым числом* (A^*). Это массовое число обычно выписывают слева от химического символа в виде верхнего индекса. Часто также, как известно, внизу слева в качестве второго индекса ставят порядковое число Z изотопа в периодической системе, которое тождественно с числом элементарных положительных зарядов ядра.

Пользуясь этими обозначениями, приведем несколько примеров, не перечисляя всех изотопов избранных элементов. Для трех изотопов водорода в скобках указаны наименования их *ядер*[1]).

Изотопы	
Водорода	$^{1}_{1}H$ (протон) $^{2}_{1}H$ (дейтрон) $^{3}_{1}H$ (тритон)
Бора	$^{8}_{5}B$ $^{9}_{5}B$ $^{10}_{5}B$ $^{11}_{5}B$ $^{12}_{5}B$
Кислорода	$^{15}_{8}O$ $^{16}_{8}O$ $^{17}_{8}O$ $^{18}_{8}O$ $^{19}_{8}O$
Хлора	$^{34}_{17}Cl$ $^{35}_{17}Cl$ $^{36}_{17}Cl$ $^{37}_{17}Cl$ $^{38}_{17}Cl$
Самария	$^{144}_{62}Sm$ $^{147}_{62}Sm$ $^{148}_{62}Sm$ $^{149}_{62}Sm$ $^{150}_{62}Sm$ $^{152}_{62}Sm$ $^{154}_{62}Sm$
Ртути	$^{196}_{80}Hg$ $^{198}_{80}Hg$ $^{199}_{80}Hg$ $^{200}_{80}Hg$ $^{201}_{80}Hg$ $^{202}_{80}Hg$ $^{204}_{80}Hg$

[1]) Сами атомы с этими ядрами в русской литературе обычно называются дейтерием и тритием.— *Прим. перев.*

В области средних значений массовых чисел (A^*), обведенной рамкой, эти числа приблизительно вдвое больше, чем соответствующие значения числа положительных зарядов ядра Z. В области больших и меньших массовых чисел это простое соотношение не имеет места.

Эти эмпирические факты хорошо объясняются очень правдоподобным и в настоящее время общепринятым предположением, гласящим: *все ядра построены из протонов и нейтронов, т. е. двух различных элементарных частиц с одинаковым массовым числом* 1. Массовое число заметно отличается от удвоенного значения числа зарядов ядра Z тогда, когда число протонов Z и число нейтронов N не равны друг другу.

Большая часть ядер содержит больше нейтронов, чем протонов, т. е. $N > Z$. Это показывает графическое сопоставление на рис. 455. Эта наглядная картина показывает, кроме того, что каждый элемент, характеризуемый своим числом зарядов ядра Z, состоит из целого ряда (химически тождественных) изотопов. Стабильные ядра с нечетным массовым числом встречаются реже, чем смежные ядра с четным массовым числом. Особенно стабильны ядра, для которых число протонов или нейтронов равно 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. Эти числа иногда называют «магическими».

Для нестабильных ядер на рис. 455 показано, происходит ли их распад с испусканием отрицательных электронов, положительных электронов (позитронов) или α-частиц. Распад нескольких изотопов, отмеченных маленькими кружками, сопровождается захватом электронов, или так называемым K-захватом. Так называют поведение нестабильных изотопов, которые *теряют* один элементарный положительный заряд не путем эмиссии позитрона, а путем захвата одного отрицательного электрона из электронной оболочки атома (большей частью из K-слоя). Последний затем замещается электроном из наружных областей электронной оболочки с испусканием рентгеновского фотона.

Среди полученных в недавнее время с помощью ядерных реакций искусственно изготовленных ядер есть несколько таких, которые в отличие от сказанного в § 183 *спонтанно* расщепляются на два меньших ядра. Они отмечены двойными точками.

§ 187. Дефект массы и энергия связи ядер. Мы считаем известным содержание § 184, особенно сказанное на стр. 386.

Если ядро состоит из Z протонов и N нейтронов, то, согласно § 186, его округленный атомный вес, т. е. его массовое число, есть

$$(A^*) = Z\,(A^*)_p + N\,(A^*)_n = Z \cdot 1 + N \cdot 1. \qquad \text{(a)}$$

Для *не округленного* значения атомного веса аналогичное соотношение выполняется не вполне строго, остается небольшая

разность

$$\Delta(A) = Z(A)_p + N(A)_n - (A). \tag{b}$$

Убывание атомного веса на 0,001 означает, что масса ядра при его построении из элементарных частиц уменьшилась на $\Delta m = 1,66 \cdot 10^{-30}$ *кг*, т. е. что при соединении элементарных частиц возник «дефект массы». Этому уменьшению массы соответствует отдача энергии $9,308 \cdot 10^5$ *эв*.

Разделив вычисленную из $\Delta(A)$ энергию на общее число участвующих элементарных частиц $(Z+N)$, мы определяем среднюю энергию связи, которая необходима для включения одной частицы (протона или нейтрона) при построении ядра. Подобным образом

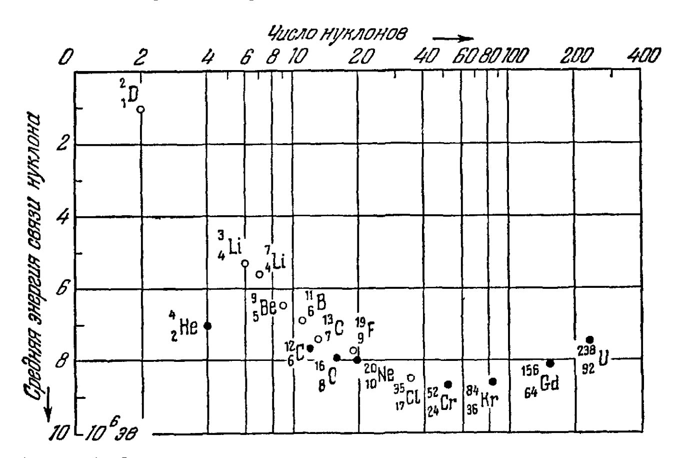


Рис. 456. Зависимость средней энергии связи на один нуклон от массового числа ядра. Эта энергия для ядер с четными массовыми числами больше, чем для ядер с нечетными массовыми числами. Это означает, что четным массовым числам соответствуют более прочные связи.

вычислены энергии связи для различных стабильных ядер. Некоторые из них представлены на рис. 456. По оси абсцисс отложены в логарифмическом масштабе значения числа нуклонов $(Z+N)$, по оси ординат — значения средней энергии связи одного нуклона. Они отложены по отрицательной оси ординат, чтобы показать этим, что связывание нуклонов в стабильных ядрах происходит с уменьшением массы, т.е. экзотермически, с отдачей энергии.

Ядро ^4_2He отличается от своих соседей в ряду возрастающих массовых чисел особенно большим значением энергии связи, равным $7 \cdot 10^6$ *эв* на каждый нуклон. Эта энергия связи, таким образом, уже почти достигает значения этой величины для ядер с большими массовыми числами, которое приближенно можно принять равным $8 \cdot 10^6$ *эв*.

§ 188. Масса и атомный вес нейтрона. При вычислении дефекта массы принимают атомный вес

$$\begin{aligned} &\text{протона} \quad (A)_p = 1{,}007595 \triangleq m_p = 1{,}6723\cdot 10^{-27}\ \text{кг}\ ^{1)}, \\ &\text{нейтрона} \ (A)_n = 1{,}008984 \triangleq m_n = 1{,}6745\cdot 10^{-27}\ \text{кг}. \end{aligned} \qquad \text{(c)}$$

Атомный вес протона, т. е. заряженного ядра изотопа водорода ^1_1H, можно определить с помощью масс-спектрографа, но сделать это для незаряженного нейтрона нельзя. $(A)_n$ определяют из реакции расщепления дейтрона на протон и нейтрон:

$$^2_1\text{H} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^1_0n, \text{ или короче: } d \rightarrow p + n. \qquad \text{(d)}$$

Эта реакция требует подвода энергии, который осуществляется при поглощении γ-фотона с большой энергией $h\nu$. При этом имеет место энергетическое равенство

$$m_d c^2 + h\nu - W_{\text{кин}} = (m_p + m_n)\, c^2. \qquad \text{(e)}$$

Здесь $W_{\text{кин}}$ есть кинетическая энергия, которую попутно получают протон и нейтрон. Значение половины этой величины, приходящейся на протон, т. е. значение $\frac{1}{2} W_{\text{кин}}$, можно определить по числу ионов, образуемых протоном в ионизационной камере.

Таким образом, в равенстве (e) известны все величины, кроме m_n, и последнюю можно отсюда определить.

В этом опыте пользуются γ-фотонами нестабильного изотопа $^{208}_{81}\text{Tl}$ с энергией $h\nu = 2{,}62\cdot 10^6$ *эв*. Кроме вышеуказанного значения m_n, отсюда определяется и работа диссоциации

$$h\nu - W_{\text{кин}} = [(m_p + m_n) - m_d]c^2 = 2{,}227\cdot 10^6 \text{ эв}. \qquad \text{(f)}$$

Отсюда ясно, что расщепление дейтерия может быть произведено только фотонами с энергией, не меньшей чем $2{,}227\cdot 10^6$ *эв*.

§ 189. Величина и плотность ядра. Капельная модель. Объем и поперечник ядра можно приближенно определить по поперечнику захвата атомами быстрых электронов (Ф. Ленард, 1903) и по рассеянию α-частиц (Э. Резерфорд, 1911). Ядро представляет собой силовое поле без резких границ. Поэтому понятие о его радиусе становится неопределенным и нуждается в том или ином определении. Обычно его определяют как такое расстояние от центра ядра, на котором экспериментально наблюдаемое отклонение α-частиц уже не может быть представлено законом Кулона. Подобным образом получают для ядра атома кислорода значение $r_0 = 3{,}5\cdot 10^{-15}$ *м* и общее соотношение

$$r_{\text{яд}} = 1{,}4\cdot 10^{-15} m \sqrt[3]{(A)} \qquad \text{(g)}$$

((A) — атомный вес, безразмерное число).

---

[1]) Для нейтрального *атома* водорода, состоящего из протона и электрона, атомный вес

$$(A)_{\text{H}} = 1{,}008144 \triangleq m_{\text{H}} = 1{,}6732\cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Масса ядра $m_{яд}$ равна $(A) \times$ (масса протона), т. е. $m_{яд}=(A)\times \times 1{,}67\cdot 10^{-27}$ *кг*, а объем ядра равен $V_{яд}=\frac{4}{3}r^3_{яд}\pi$. Отсюда для плотности массы ядра нетрудно получить значение

$$\varrho_{яд}=1{,}5\cdot 10^{17}\ кг/м^3. \qquad \text{(h)}$$

Словами: все ядра имеют одинаковую плотность массы. Она превосходит наибольшую плотность массы вещества, построенного из атомов (платины), почти в 10^{13} раз!

Помимо этого чудовищного значения плотности ядер, поразительно и то, что она не зависит от размеров ядра. Из этого следует, что нельзя представлять себе составные части ядра расположенными, как звезды в шарообразных звездных скоплениях, т. е. с сильно возрастающей к центру плотностью числа частиц N_v. Напротив, ядро сходно с капелькой жидкости. Внутри него составные части распределены с постоянной, не зависящей от радиуса плотностью числа частиц N_v; на этом основании для ядер часто пользуются *капельной моделью*. На их поверхности нужно учитывать силы, аналогичные тем, которые обусловливают поверхностное натяжение жидкости. Можно далее сказать, что попадание в ядро высокоэнергетической частицы, например из космического излучения, «разогревает» ядро и дает возможность «испаряться» его составным частям. Наконец, капельная модель дает возможность истолковать распад ядра на два осколка примерно одинаковой величины так же, как представляют себе возникновение двойных звезд: под влиянием внешних воздействий возбуждаются колебания столь большой амплитуды, что происходит перешнуровывание ядра и распад капли на два примерно одинаковых обломка.

§ 190. Поперечное сечение захвата, или поперечное сечение действия ядра. Понятия о постоянной экстинкции и поперечном сечении захвата имеют для ядер тот же смысл, что и в оптике для атомов и молекул (см. «Оптика», §§ 98, 123, 169). Постоянной экстинкции K называют величину, обратную длине того пути, на котором пучок лучей ослабляется до доли $1/e\approx 37\%$ от первоначального значения. Пусть в объеме V имеется n поглощающих, т. е. ослабляющих излучение атомов. Плотность числа их есть, следовательно, $N_v=\frac{n}{V}$. Если K пропорционально N_v, то отношение $\frac{K}{N_v}$ есть «поперечное сечение» поглощения. Для ядер оно обычно называется *эффективным поперечным сечением*.

На рис. 457 изображен спектр поглощения нейтронов в серебре. Спектральное распределение показывает, что эффективное поперечное сечение для прохождения нейтронов через серебро имеет несколько резких максимумов (точек резонанса).

В качестве второго примера на рис. 458 показано спектральное распределение эффективного поперечного сечения при прохожде-

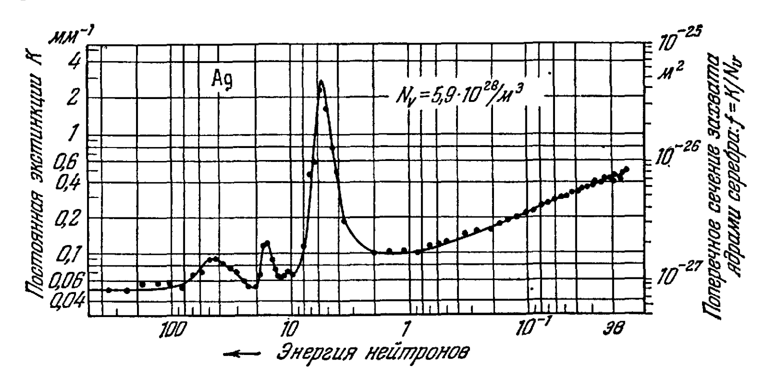


Рис. 457. Спектр поглощения медленных нейтронов ядрами серебра.

нии дейтронов (т. е. ядер изотопа водорода ${}^2_1H$) через тритоны (ядра изотопа водорода ${}^3_1H$), приводящем к реакции

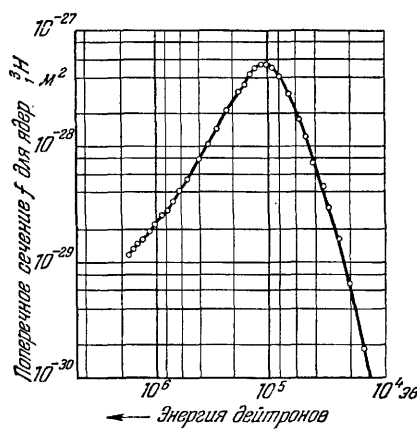


Рис. 458. Спектр поперечных сечений захвата тритонами дейтронов в реакциях, приводящих к образованию нейтронов и гелия.

$${}^3_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n,$$

или, в короткой записи,

$${}^3_1H\,(d,\ n).$$

Спектры эффективных сечений для процессов различного рода являются столь же характерными для отдельных атомных ядер, как и их уровни энергии, для которых мы привели на рис. 453 только одну из многих сотен уже известных схем расположения.

§ 191. Парамагнетизм атомных ядер. При изучении *атомов* важные свойства многих спектральных линий, например их мультиплетная структура и расщепление при аномальном эффекте Зеемана, представили весьма значительные трудности для количественного истолкования. Эти трудности были преодолены лишь после того, как были приняты во внимание парамагнитные свойства атомов, т. е. постоянный магнитный момент, который имеют атомы благодаря электронам их не заполненных оболочек. Парамагнитные моменты атомных

оболочек стали важным опорным пунктом при изучении атомов. То же относится и к *ядрам*.

Постоянные парамагнитные моменты *ядер* были открыты при исследовании *сверхтонкой структуры* многих спектральных линий («Оптика», § 196). В *ядрах* парамагнитный момент также связан с *вращательным импульсом*, который возникает как результирующая вращательных импульсов составных частей ядер (нуклонов). Его можно количественно рассчитать на основе данных о сверхтонкой структуре.

Постоянный магнитный момент ядра наблюдается и у таких атомов, электронные *оболочки* которых не создают никакого постоянного магнитного момента. Здесь мы встречаемся с чисто *ядерным* парамагнетизмом.

Для ядра водорода, т. е. протона, можно по аналогии с формулой (235), стр. 268 написать выражение для гиромагнитного отношения

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=\frac{\mu_0}{2}\frac{e}{m_{\text{прот}}}g_{\text{прот}}$$

(g — небольшой численный множитель, называемый множителем Ландé).

При переходе к другим атомам заряд и масса ядра возрастают приблизительно пропорционально друг другу, т. е. их отношение остается приблизительно постоянным. Поэтому можно написать в общем виде

$$\frac{\mathfrak{m}}{\mathfrak{G}^*}=\frac{\mu_0}{2}\frac{e}{m_{\text{прот}}}g_{\text{яд}}.$$

В численном множителе Ландé для ядра $g_{\text{яд}}$ содержится все то, чего мы еще не знаем о вкладах отдельных нуклонов и их векторном сложении. Численный множитель $g_{\text{яд}}$ по порядку величины всегда равен 1. Поэтому постоянные магнитные моменты ядер всегда имеют порядок величины ядерного магнетона, т. е. в 1836 раз меньше, чем магнетон Бора. Из-за этого простые обычные методы, с помощью которых измеряются парамагнитные моменты, имеющие порядок величины боровского магнетона (§ 127), непригодны для измерения ядерных магнитных моментов. Вместо этого приходится определять гиромагнитные отношения ядер и из них, зная величину вращательного импульса $\mathfrak{G}$, вычислять магнитные моменты ядер $\mathfrak{m}$. Это можно осуществить, пользуясь установкой, изображенной на рис. 353а. При этом частота магнитного поля $\mathfrak{H}_x$ должна быть примерно в 2000 раз меньше, чем при измерении гиромагнитного отношения для электронов в атомной оболочке. Резонанс проявляется в том, что из колебательного контура, являющегося возбудителем магнитного поля $\mathfrak{H}_x$, отсасывается энергия.

Результаты такого рода измерений для некоторых ядер сопоставлены в табл. 17. Измеренные гиромагнитные отношения здесь

Таблица 17

Ядро	Спин ядра в единицах $h/2\pi$	Магнитный момент $\mathfrak{m}$ ядра
Протон $^1_1H = p$	1/2	+2,793
Дейтрон $^2_1H = D$	1	+0,857
Нейтрон n	1/2	—1,913
^{14}N	1	+0,404
^{15}N	1/2	—0,283
^{35}Cl	3/2	+0,822
^{37}Cl	3/2	+0,684
^{51}V	7/2	+5,147
^{55}Mn	5/2	+3,468
^{129}Xe	1/2	—0,777
^{199}Hg	1/2	+0,504
^{209}Bi	9/2	+0,480

1 ядерный магнетон$=6,25\cdot10^{-33}$ *в·сек·м*

уже умножены на известные значения вращательного импульса ядра $\mathfrak{G}^*$ («Оптика», § 196). Таким образом, в таблице даны значения магнитного момента ядра $\mathfrak{m}$, выраженные в виде кратных ядерного магнетона $\mathfrak{m}_K=6,25\cdot10^{-33}$ *в·сек·м*. Мы видим, что хотя по порядку величины эти магнитные моменты равны ядерному магнетону, однако они не являются целочисленными кратными его.

Нейтрон не имеет электрического заряда. Поэтому в высшей степени поразительно, что и его вращательный импульс оказался связанным с магнитным моментом. Возможное объяснение этого будет дано в § 200.

XXIV. КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ 192. Введение. Воздух у поверхности Земли является почти идеальным изолятором; в кубическом сантиметре его ежесекундно образуется только около 10 пар ионов (измерение по току насыщения согласно § 137). Непрерывно работающая туманная камера («Оптика», рис. 515) показывает их возникновение с необычайной убедительностью. Можно видеть, как в поле зрения все время возникают и исчезают траектории ионизующих частиц. Вид этих траекторий очень разнообразен. Как и при наблюдении броуновского молекулярного движения, никакое описание не в состоянии заменить здесь впечатление, получаемое при непосредственном наблюдении.

Большая часть следов траекторий в камере возникает под действием излучения радиоактивных веществ. Последние в виде ничтожных примесей находятся во всех веществах, в воздухе, в стенках сосуда и в окружающих предметах. Они создают в среднем 8 из упомянутых 10 пар ионов. Остальные создаются приходящим сверху излучением, которое получило название *космического излучения*. Для его исследования применяются те же вспомогательные средства, что и для исследования излучения радиоактивных веществ, но с некоторыми специальными устройствами.

1. *Счетчики* (стр. 352) располагаются по нескольку экземпляров друг над другом и включаются по *схеме совпадений*, при которой сигнал отмечается лишь в том случае, когда частица проходит через все счетчики. Этим в большой мере исключаются все помехи, обусловленные излучением естественных радиоактивных веществ в воздухе, стенках трубок и окружающих предметах. Далее считаются только частицы, приходящие в пределах небольшого телесного угла; можно ориентировать счетчики, включенные по схеме совпадений произвольным образом; такой «телескоп» дает возможность изучать угловое распределение падающего излучения.

2. *Камера Вильсона* (туманная камера), автоматически пускаемая в ход счетчиками при попадании в камеру ионизующей частицы.

3. *Фотографические пластинки*, как прежде на рис. 440. Сейчас применяют специальные мелкозернистые, свободные от вуали и мало чувствительные к свету пластинки. Существуют также эмульсии, реагирующие на заряженные частицы с «релятивистской», т. е. близкой к скорости света скоростью.

Природа космического излучения в течение долгого времени была предметом споров. В результате наблюдений на большой высоте (около 30 *км*, баллоны без людей) и под различными географическими широтами после длительных колебаний выработалась, наконец, более или менее единая точка зрения: первичное космическое излучение имеет внеземное происхождение. Оно состоит главным образом из протонов, в меньшей доле из ядер гелия и в отдельных случаях содержит ядра других элементов вплоть до порядкового числа 26 (железо).

Область значений энергии этих частиц очень широка: примерно от 10^9 до 10^{14} *эв*. Первичные частицы сталкиваются в атмосфере с ядрами атомов в молекулах, причем эти соударения имеют место уже в самых верхних слоях атмосферы. При этом последовательно возникают различные частицы, достигающие в конце земной поверхности (§ 207). В потоках этих частиц (космических лучах) были открыты новые элементарные частицы, прежде всего *позитроны* и различные сорта *мезонов*. Лишь впоследствии они были обнаружены и в искусственно вызванных ядерных реакциях.

Термин «элементарные частицы» лучше всего понимать в настоящее время как общее собирательное, хотя и несколько неопределенное наименование электронов, позитронов, нейтронов, протонов, мезонов, фотонов и т. д. Характерным признаком их являются воспроизводимо повторяющиеся значения массы, заряда и вращательного импульса.

§ 193. Обработка наблюдений. Каждая частица характеризуется двумя величинами: своей массой покоя m_0 и скоростью u по отношению к наблюдателю. Эти две величины определяют для каждой частицы (формула (279), стр. 362)

$$\text{импульсная масса:}\quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = m_0\,\alpha,$$

$$\text{импульс:}\quad \mathfrak{G} = mk, \tag{318}$$

$$\text{кинетическую энергию:}\quad W_{\text{кин}} = (m - m_0)\,c^2 = m_0c^2\,(\alpha - 1). \tag{319}$$

Для электрически заряженных частиц к ним присоединяются еще заряд $Ze = Z = 1{,}6\cdot 10^{-10}$ *а·сек* и для большинства частиц вращательный импульс, или спин $\mathfrak{G}^*$.

В каждом наблюдении всегда содержатся обе характерные величины m_0 и u. Поэтому, для того чтобы определить каждую из них в отдельности, всегда необходимо комбинировать два наблюдения. В случае *заряженных* частиц мы можем комбинировать любую пару из следующих трех наблюдений:

1. Отклонение частицы в электрическом или магнитном поле дает возможность определить величины $\frac{mu}{Ze}$ или $\frac{mu^2}{Ze}$ (§ 162). В обоих случаях в импульсную массу m входит как масса покоя m_0, так и скорость u. При этом, как правило, заряд частицы Ze известен. Поэтому для краткости мы в дальнейшем не будем говорить о нем.

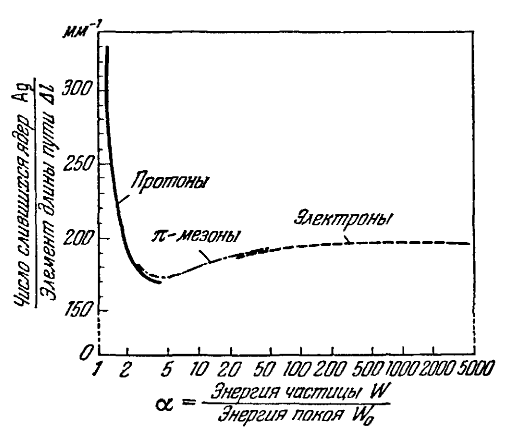


Рис. 459 Зависимость удельной ионизации различными элементарными частицами с *одним* элементарным зарядом от указанной по оси абсцисс величины, зависящей только от скорости частицы u. Мерой ионизации служит число слившихся зерен серебра иа треках частиц.

Магнитные поля применяются при наблюдениях как со счетчиками, так и с туманной камерой и фотопластинками. Напротив, электрические поля играют роль только в туманной камере и фотопластинках: здесь используют электрические поля атомных ядер и наблюдают статистические средние значения небольших изменений направления движения частиц вследствие *многократного рассеяния.*

2. В камере Вильсона и в фотоэмульсии

$$\text{удельная ионизация } I_{\text{уд}} = \frac{\text{число актов ионизации на элементе пути } \Delta l}{\text{длина элемента пути } \Delta l} \qquad (320)$$

для частиц с *одним* элементарным зарядом ($Z=1$) определяется только скоростью частицы. Рис. 459 поясняет этот эмпирически установленный факт. Кроме того, для атомных ядер удельная ионизация пропорциональна квадрату числа элементарных зарядов ядра Z.

В туманной камере подсчитывают число образовавшихся капелек, а в фотопластинке — число проявившихся зерен эмульсии на участке траектории Δl. Можно прокалибровать, таким образом, пластинки данного сорта, например, с помощью α-лучей с определенной скоростью и числом элементарных зарядов $Z=2$.

3. В туманной камере и в фотопластинке

$$\text{удельный пробег } R_{\text{уд}} = \frac{\text{пробег } R}{\text{масса покоя } m_0} \tag{321}$$

для всех частиц одинаковым образом зависит от скорости u. Таким образом, при одинаковой скорости пробеги частицы относятся, как их массы покоя. Здесь также можно прокалибровать пластинки определенного сорта с помощью известного корпускулярного излучения.

Мы ограничимся сказанным относительно заряженных частиц. Пример количественной обработки для незаряженных частиц будет дан в § 203.

§ 194. γ-фотоны. γ-лучи, или в корпускулярной картине, γ-фотоны, представляют собой рентгеновские лучи, испускаемые ядрами атомов. Специальное обозначение указывает только на их происхождение. Все фотоны имеют вращательный импульс $\frac{h}{2\pi}$.

Технические рентгеновские трубки в настоящее время строятся на напряжения до 10^6 *в*. Непрерывный спектр тормозного излучения этих трубок простирается поэтому до фотонов с энергией около 10^6 *эв*. Наиболее коротковолновой рентгеновской *спектральной линией* стабильного атомного ядра является линия K_β урана. Длина ее волны $\lambda = 0,108$ Å, энергия ее фотона равна $1,14 \cdot 10^5$ *эв*.

С помощью современных ускорителей заряженных частиц (§ 185) можно получать фотоны со значительно большей энергией по крайней мере до 10^8 *эв*.

Рентгеновское излучение *естественных* радиоактивных веществ, например γ-фотоны UX_1 ($^{214}_{90}Th$), Ra, RaC, ThB, ThC и т. д., обладают энергией, лежащей между $4 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^7$ *эв*.

Среди *искусственно* изготовленных радиоактивных веществ распад атомов изотопа $^{137}_{56}Cs$ дает, например, γ-фотоны с энергией до $0,66 \cdot 10^6$ *эв*, распад атомов изотопа $^{60}_{27}Co$ — фотоны с энергией $1,17 \cdot 10^6$ *эв* и $1,33 \cdot 10^6$ *эв*.

Наименьшие значения энергии в приведенных примерах имеют тот же порядок величины, что и для спектральных линий K-серии, возникающих в электронной оболочке атома при электронном ударе. Далее это совпадение не идет, лишь в отдельных случаях наблюдают точно такие же частоты. При больших значениях энергии даже и порядки величин различны.

Длины волн γ-лучей измеряются, по существу, так же, как и длины волн рентгеновского излучения. В последние годы достигнуты большие успехи в конструировании спектрографов с кристаллами для коротковолнового излучения. Эти приборы можно сейчас применять для γ-фотонов со значениями энергии до

$1{,}24\cdot 10^6$ *эв*, что соответствует длине волны $\lambda = 10^{-2}$ Å. Успех был достигнут главным образом благодаря применению изогнутых кристаллов. Подробнее см. на рис. 460 и в подписи к нему.

Фотоны с еще большими значениями энергии исследуют с помощью так называемых «сцинтилляционных спектрографов», § 195.

Механизм испускания γ-фотонов еще неизвестен. Речь должна идти о каких-то изменениях электрического или магнитного состояния ядра.

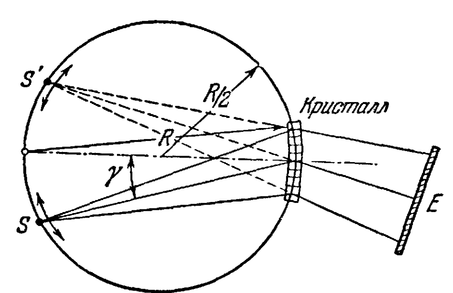


Рис. 460. Схема кристаллического спектрографа с изогнутым кристаллом. Его радиус кривизны равен диаметру окружности, на которой находятся источник S и его виртуальное изображение S' Угол γ в действительности составляет только доли градуса. Поэтому приемник E (измеритель излучения, обычно сцинтилляционный счетчик) должен быть защищен диафрагмами из сеток с каналами от недифрагировавшего пучка лучей нулевого порядка. В случае плоскостного источника его можно поменять местами с приемником. Однако этот прием применим только *при плоскостных источниках с большой плотностью излучения* (ср. § 185). Спектрограф может применяться и для волн материи нейтронов.

§ 195. Сцинтилляционные спектрографы. При работе с кристаллическими счетчиками применяют так называемые фотоэлектронные умножители, представляющие собой фотоэлементы, соединенные с усилителями, в которых первичные фотоэлектроны «размножаются» за счет вторичной электронной эмиссии.

Такой умножитель можно сочетать не непосредственно со счетчиком импульсов, а со специальным устройством, получившим название «анализатора импульсов», или «импульсного спектрографа». Последний сортирует отдельные световые вспышки (сцинтилляции) по энергии их излучения (фотометрически называемой «световой суммой»). Это делается следующим образом.

Каждая отдельная световая вспышка создает в фотоэлементе импульс тока $\int I dt$. Последний усиливается вторичными электронами и затем используется для того, чтобы вызвать отклонение светящейся точки на экране электронно-лучевой трубки. Это отклонение происходит в двух направлениях: во-первых, сначала по горизонтали пропорционально $\int I dt$ и, следовательно, пропорционально энергии вспышки, а затем в конце траектории по вертикали кверху на постоянную величину. Если бы энергия (световая сумма) всех вспышек была одинакова, то все вертикальные отклонения происходили бы в одном месте. Напротив, если бы отклонения были распределены вокруг некоторого среднего значения, то на экране трубки мы получили бы распределение, схематически показанное внизу рис 461. В графическом изображении этому

распределению соответствует колоколообразная кривая (рис. 461 вверху). Нетрудно прямо наблюдать эту кривую. Для этого достаточно рассматривать широкую размытую с обеих сторон светящуюся полосу на экране через серый клин с горизонтальным ребром. На рис. 462 воспроизведена полученная таким образом фотография. Она показывает здесь только то, что γ-фотоны, получающиеся в результате радиоактивного распада изотопа $^{137}_{55}Cs$, соответствуют спектральной линии с максимумом около $0{,}66 \cdot 10^6$ *эв*.

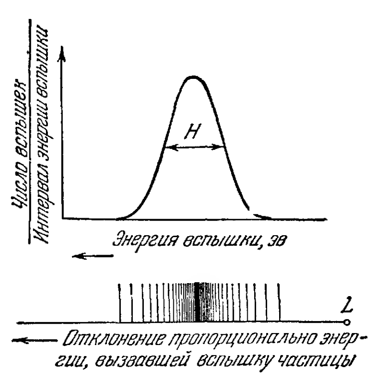


Рис. 461. Пояснение принципа работы импульсного спектрографа.

Сцинтилляции (световые вспышки) в кристаллах вызываются любого рода *заряженными* частицами. Сцинтилляционные спектрографы имеют поэтому очень широкую область применения.

Фотоны создают сцинтилляции в кристаллах только окольным путем, через *электроны*, возникающие при поглощении фотонов в кристалле (ср. § 199). Поэтому спектр, изображенный на рис. 462, дает распределение по энергиям не для фотонов, поступающих в кристалл, а для электронов, которые приобретают кинетическую энергию при поглощении фотонов внутри кристалла.

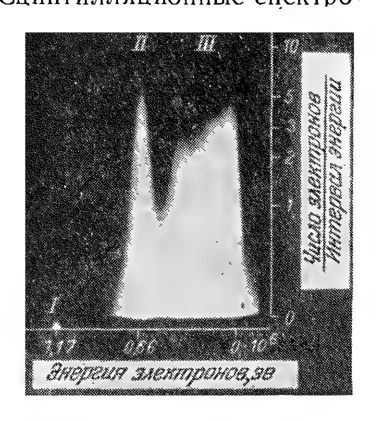


Рис. 462. Спектральное распределение энергии электронов, возникающих в кристалле NaJ с примесью Tl при поглощении γ-фотонов радиоактивно распадающегося $^{137}_{55}Cs$. Максимум *II* при $0{,}66 \cdot 10^6$ *эв* указывает на то, что γ фотоны обладали этой энергией. Широкая полоса *III* соответствует электронам, которые получили энергию в результате комптон-эффекта в облучаемом кристалле. Для калибровки шкалы вдоль оси абсцисс применяются фотоны с известной энергией (*I* — калибровочная марка). Масштаб по оси ординат определяется свойствами фотографической пластинки и серого клина. (Снимок Кл. Фрейтага.)

§ 196. Позитроны. Позитроны, или положительные электроны, отличаются от отрицательных знаком заряда и прежде всего чрезвычайно малой длительностью жизни вблизи отрицательных зарядов. Это означает, что они не обладают какой-либо независимой от окружающей обстановки средней длительностью жизни, как это, например, характерно для нейтронов или нестабильных ядер. Позитроны были впервые обнаружены в космическом излучении с помощью камеры Вильсона,

помещенной в магнитное поле. Сейчас обильным источником позитронов являются *искусственно* радиоактивные ядра. В качестве примера укажем на изотоп $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ с периодом полураспада $\tau_h=3$ годам. Этот изотоп получают, например, с помощью высокоэнергетических дейтронов при реакции $^{24}_{12}\mathrm{Mg}(d,\ \alpha)$, т. е.

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg}+\underbrace{^{2}_{1}\mathrm{H}}_{\text{дейтрон}}={}^{22}_{11}\mathrm{Na}+\underbrace{^{4}_{2}\mathrm{He}}_{\alpha\text{-частица}}.$$

Другой способ получения позитронов будет описан в § 199.

§ 197. Взаимопревращения элементарных частиц. Сначала предварительное замечание: представим себе, что у нас имеется закрытая пробкой бутылка, наполненная раствором мыла и сжатым воздухом. Мы держим эту бутылку наклонно, чтобы пробка ее была постоянно смочена мыльным раствором. Через щели вырываются наружу и падают на землю воздушные пузыри. Никто не станет утверждать, что эти наполненные газом воздушные пузыри уже ранее находились в бутылке. Они возникают только тогда, когда что-то из содержимого бутылки уходит наружу.

Нечто сходное имеет место и при распаде нестабильных ядер. Если распад происходит с испусканием электронов или позитронов, то это отнюдь не означает, что эти элементарные частицы существовали в ядре и до акта распада. Это можно даже с несомненностью считать исключенным: наблюденный экспериментально большой магнитный момент электронов и позитронов (≈ 1 магнетону Бора) несовместим с малым экспериментально установленным магнитным моментом ядер (≈ 1 ядерному магнетону $=1/1840$ магнетона Бора). Электрон или позитрон могут только возникать из чего-то другого при распаде ядра.

Взаимопревращения элементарных частиц могут проявляться в очень наглядной форме. Это будет показано в § 198.

§ 198. Реакция: γ-фотон $\rightleftarrows$ электрон+позитрон. Фотоны большой энергии могут превращаться в *электронную пару*, т. е. электрон и позитрон, исходящие из одной точки. Это превращение никогда не происходит в вакууме. Для того чтобы могли одновременно выполняться законы сохранения энергии и импульса, необходимо присутствие третьего партнера. Большей частью таким третьим партнером является *ядро* с большим зарядом. На рис. 463 показан хороший пример: в камере Вильсона на тонкую свинцовую пластинку снизу падают γ-фотоны с энергией в $17{,}6\cdot 10^6$ *эв*. При этом в данном случае наблюдаются две электронные пары. Их траектории имеют вид дуг окружности, так как камера была помещена в магнитное поле, перпендикулярное к плоскости бумаги. По радиусам кривизны этих траекторий можно вычислить

значения кинетической энергии электрона и позитрона (§ 172). Из эксперимента получаются следующие результаты:

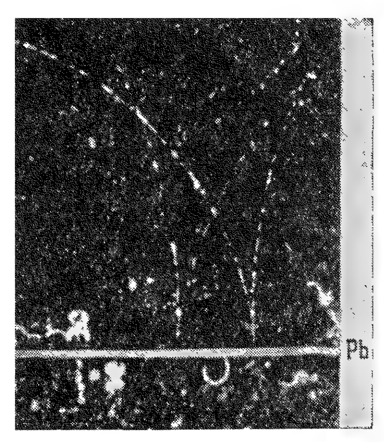


Рис. 463. Превращение двух γ-фотонов в электронные пары, состоящие из отрицательного электрона и позитрона (положительного электрона); магнитное поле перпендикулярно к плоскости рисунка; плотность магнитного потока $\mathfrak{B}=0{,}25$ *в·сек·м²* ≙ ≙ 2500 *гс*. (Снимок В. А. Фаулера и К. К. Лауритсена.)

$$W^{-}_{\text{кин}}+W^{+}_{\text{кин}}=h\nu-2m_0c^2=$$
$$=17{,}6\cdot10^6\ \text{эв}-1{,}02\cdot10^6\ \text{эв}$$

(m_0 — масса покоя электрона и позитрона, m_0c^2 — соответствующая массе m_0 энергия W_0).

Это означает, что превращение фотона в электронную пару, состоящую из электрона и позитрона, требует затраты энергии в $2m_0c^2=2\cdot0{,}501\cdot10^6$ *эв*; в нашем распоряжении остается только остаток $(h\nu-2m_0c^2)$, который может быть передан электрону и позитрону в виде их кинетической энергии. Распределение этой энергии между партнерами в каждом отдельном случае определяется законом сохранения импульса.

Иногда наблюдается также образование пар, в котором вместо ядра с большой массой участвует *электрон*, который в этих случаях также приобретает кинетическую энергию. На рис. 464 можно видеть его траекторию *2* наряду с траекториями *1* и *3* возникшей пары.

Описанная здесь реакция превращения может протекать и в обратном направлении: когда медленный позитрон сталкивается с медленным электроном, то оба они могут *превратиться в излучение*, т. е. превратиться в два фотона, имеющих противоположные направления [1]).

Энергия этих фотонов

$$h\nu_1+h\nu_2=2m_0c^2 \qquad (322)$$

(m_0 — масса покоящегося электрона).

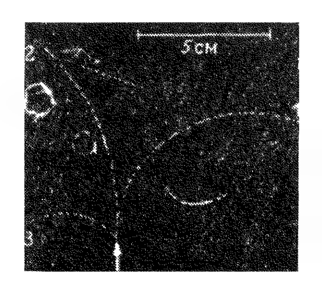


Рис. 464. Образование пар при участии электрона, путь которого в магнитном поле отмечен цифрой *3*. (Снимок П. Г. Крюгера.)

Оба фотона имеют практически одну и ту же длину волны, называемую комп-

[1]) В редких случаях (примерно 1 : 400) возникают три γ-фотона.

тоновской, а именно

$$\lambda_{\text{компт}} = \frac{h}{m_0 c}.$$

Это превращение в излучение происходит всегда, когда позитроны проходят через вещество. Если речь идет о металле, например о меди, то партнерами в реакции служат электроны проводимости. Для осуществления эксперимента нужен очень обильный источник позитронов. Его получают при распаде нестабильных изотопов, дающих позитроны, например $^{64}_{25}$Cu или $^{22}_{11}$Na (§ 196). Оба γ-фотона наблюдаются в двух точно противоположных угловых областях с шириной около 1°. Это можно показать в демонстрационном опыте, производящем необычайно сильное впечатление.

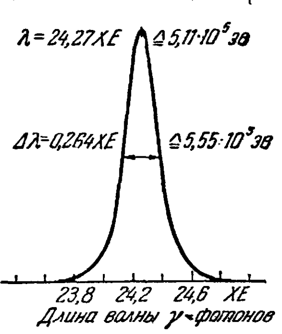


Рис. 465. Спектральная линия γ-фотонов, полученная с помощью спектрального аппарата типа изображенного на рис. 460. γ-фотоны возникали при соединении позитронов с электронами проводимости меди. По оси ординат отложены значения величины, пропорциональной отношению мощности излучения к интервалу длин волн.

Длину волны возникающих в этом процессе фотонов можно измерить с помощью спектрографа с изогнутым кристаллом (рис. 460). Результат показан на рис. 465: мы наблюдаем очень тонкую спектральную линию, полуширина которой H лишь чуть больше той, какую можно было ожидать в результате эффекта Доплера при комнатной температуре («Оптика», § 157). Она соответствует кинетической энергии электронов проводимости в 16 *эв*. При комнатной температуре можно было бы ожидать для этой энергии значения 8 *эв*, т. е. значения того же порядка величины.

§ 199. Поглощение фотонов. Первичным результатом поглощения рентгеновских лучей и γ-фотонов является возникновение быстрых электронов. Кинетическая энергия этих первичных электронов растрачивается в результате многообразных вторичных процессов, происходящих на их траекториях. Типичный пример показан на рис. 439. Здесь вторичные процессы приводят к образованию ионов в газе камеры.

До тех пор, пока энергия фотона меньше чем $1{,}02 \cdot 10^6$ *эв*, в передаче этой энергии первичным электронам принимают участие только два следующих процесса:

1. *Фотоэффект* («Оптика», § 143 и 186). Энергия фотона в одном элементарном акте сразу передается электрону. Весь запас энергии фотона за вычетом работы выхода переходит в кинетическую энергию электрона («Оптика», § 186).

2. *Эффект Комптона.* Энергия фотона постепенно уменьшается, она передается отдельными порциями различной величины целому ряду электронов.

Этим «комптоновским электронам» соответствует в энергетическом спектре, изображенном на рис. 462, широкая полоса, отмеченная цифрой *III*.

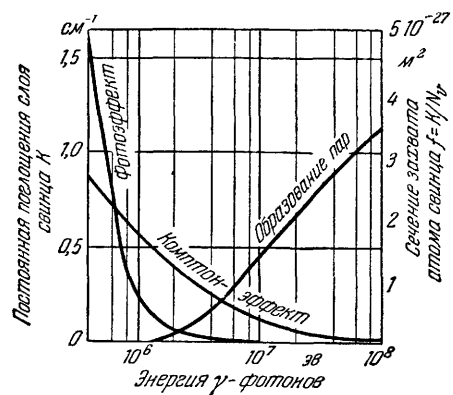


Рис. 466. Спектр поглощения свинца, разложенный на три части, обусловленные фотоэффектом, эффектом Комптона и образованием пар. Фотоны с энергией свыше 10^8 *эв* практически используются только для образования пар.

Начиная с энергии $1{,}02 \cdot 10^6$ *эв*, к этим процессам добавляется процесс *образования пар* (§ 198). В одном элементарном акте фотон превращается в электрон и позитрон. При этом весь избыток энергии сверх той, которая необходима для образования пары, эта пара получает в форме кинетической энергии.

На рис. 466 показано, как изменяется доля этих трех различных процессов поглощения — фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар — в зависимости от энергии фотона. При значениях энергии, превышающих 10^8 *эв*, причиной поглощения фотонов практически является только образование пар.

§ 200. Заряженные мезоны. Мезоны — это элементарные частицы с малой длительностью жизни, значения масс покоя которых лежат между массой покоя электрона $m_{e,0}$ и массой покоя протона $m_{p,0}$. В так называемой L-группе мезонов можно с достоверностью установить наличие двух сортов *заряженных* мезонов:

1. π-*мезоны*. Их масса покоя равна (273,2) $m_{e,0}$. Они бывают с зарядами обоих знаков. Нужно поэтому различать $\pi^{\pm}$ и π^{-}-мезоны. Их масса покоя эквивалентна энергии $eU = 139{,}6 \cdot 10^6$ *эв*. Длительность жизни составляет $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Они не имеют вращательного импульса (спина).

π^--мезоны можно сейчас получать в большом количестве в ускорителях быстрых протонов или α-частиц (при энергии $eU > 200 \cdot 10^6$ *эв*); ими обстреливают различные вещества. Возникающие при этом мезоны разделяются магнитным полем на отдельные пучки частиц с одинаковой скоростью. Таким «монохроматическим» мезонным излучением можно пользоваться, например, для изучения спектров поглощения мезонов.

Согласно современным представлениям, π-мезоны играют важную роль в возникновении ядерных сил: так называют те сейчас еще неясные, действующие на очень малых расстояниях силы, которые удерживают протоны и нейтроны в ядре. Можно представить себе непрерывный обмен мезонами различных знаков, как игру в мяч. В виде равенств этот процесс можно записать так:

$$\text{нейтрон} \rightleftarrows \text{протон} + e^-,$$
$$\text{протон} \rightleftarrows \text{нейтрон} + e^+$$

(e — элементарный заряд с массой π-мезона).

Согласно этой концепции, нейтрон в ядре в течение некоторого времени состоит из двух электрически заряженных частиц. Не удивительно поэтому, что нейтрон обладает парамагнитным моментом.

2. μ-*мезоны*. Их масса покоя равна (206,9) $m_{e,0}$. Они также могут обладать зарядами различных знаков: μ^+- и μ^--мезоны. Их масса покоя эквивалентна энергии $eU = 106 \cdot 10^6$ *эв*. Длительность их жизни — $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ *сек*, *вращательный импульс* равен

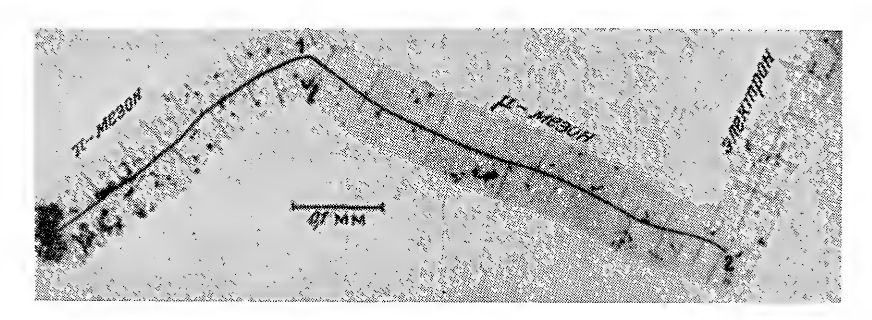


Рис. 467. Следы траекторий заряженных частиц при превращениях: π-мезон $\to$ μ-мезон $\to$ $\to$ электрон. Обратите внимание на возрастание почернения к концу следа μ-мезона. Этот снимок, так же как и снимки на рис. 462 и 463, был получен в Физическом институте им. Макса Планка.

$\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Рис. 467 поясняет генетическую связь между π- и μ-мезонами. В точке *1* фотографического слоя π-мезон распадается, и при этом возникает μ-мезон. В системе отсчета, в которой π-мезон находится в покое, этот μ-мезон обладает кинетической энергией в $4{,}1 \cdot 10^6$ *эв*. Он проходит в эмульсии путь длиной в 0,6 *мм*. В соответствии с убыванием скорости мезона последовательность зерен серебра на его пути становится все более плотной. В конце следа, в точке *2* мезон распадается. При этом наблюдается электрон, который можно идентифицировать по рыхлой последовательности зерен серебра на его пути.

Существенной особенностью μ-мезонов является их *очень слабое взаимодействие с атомными ядрами*. Как мы уже упоминали

в § 177, говоря о релятивистском изменении масштаба времени, μ-мезоны образуют жесткую (проникающую) компоненту космического излучения. Они могут проходить через толщу воды в несколько сотен метров. Отдельные μ-мезоны, берущиеся из воздушного океана, могут наблюдаться даже в глубоких шахтах.

Далее существуют *К*-мезоны. Их масса покоя $m_0=966\ m_{e,0}$. Они не имеют вращательного импульса и распадаются со средней длительностью жизни $9{,}5\cdot 10^{-9}$ *сек* (обычно на три π-мезона).

§ 201. Процессы распада и нейтрино. Напомним об элементарном механическом опыте: два стальных шара произвольного размера упруго сталкиваются друг с другом, и при этом запасается некоторая потенциальная энергия. Непосредственно вслед за этим шары разлетаются, и потенциальная энергия превращается в кинетическую. При этом если рассматривать шары из их общего центра тяжести (коротко: «в системе отсчета центра тяжести»), то скорости их имеют противоположные направления. Кроме того, отношение импульсов и значений энергии обоих партнеров однозначно определены требованием одновременного сохранения импульса и энергии. Оба эти экспериментальных факта принадлежат к числу наиболее достоверно установленных в физике. Поэтому можно с очень большой вероятностью предположить, что они сохраняют силу и в мире атомарных и субатомарных процессов. Однако при таком предположении при β-распаде нестабильных ядер возникает серьезная трудность.

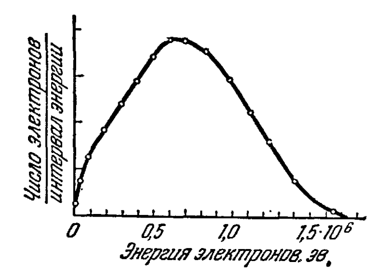


Рис. 468. Непрерывный спектр электронов радиоактивно распадающегося изотопа $^{32}_{15}P$.

Выбрасываемые из ядра электроны не имеют какой-либо одной определенной скорости, а обладают широким, непрерывным спектром скоростей с четко выраженной максимальной скоростью. Пример см. на рис. 468.

Спонтанный распад нейтрона на протон и электрон (стр. 382) также дает β-лучи (потоки электронов) с непрерывным спектром и максимальной энергией $eU=0{,}75\cdot 10^6$ *эв*.

То же имеет место и при спонтанном распаде μ-мезонов (максимальная энергия электронов $eU=53\cdot 10^6$ *эв*). Во всех этих случаях, если должны сохранять силу оба фундаментальных закона сохранения, то у нас не остается другого выхода, как допустить участие в этих процессах по крайней мере еще одного, третьего, партнера с очень малой массой покоя, который принимает на себя часть энергии и импульса, но не поддается наблюдению. Эта ча-

стица получила название *нейтрино*. Нейтрино должно обладать вращательным импульсом $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Иначе при указанных актах распада не мог бы выполняться закон сохранения вращательного импульса.

§ 202. Нейтрино в излучении Солнца. Экспериментально обнаружить нейтрино (символ ν) удавалось до сих пор только косвенным образом, например по его отдаче при распаде ядра. Тем не менее не следует думать, что в данном случае речь идет о каком-то незначительном побочном явлении со значениями энергии, не имеющими практического значения. Приведем только один пример.

Со времени установления закона сохранения энергии (1842 г) последовательно делались различные предположения об источниках энергии Солнца. Сначала искали этот источник в ударах метеоров (Роберт Майер); затем — в постепенном сжатии Солнца (Г. Гельмгольц), позже — в содержании радиоактивных элементов. Однако даже если предположить, что действуют все эти три источника энергии, то для Солнца не получается та длительность жизни, какую нужно принять на основе геологических наблюдений. В качестве источника энергии, значительно превосходящего все ранее перечисленные, сейчас принимают ядерные реакции. Очень вероятным является предположение о постепенном превращении водорода в гелий в шести последовательных частичных реакциях, а именно:

$$\left.\begin{array}{ll} 1.\ {}^{12}\mathrm{C}+p\rightarrow{}^{13}\mathrm{N}; & 2.\ {}^{13}\mathrm{N}\rightarrow{}^{13}\mathrm{C}+\beta^{+}+\nu; \\ 3.\ {}^{13}\mathrm{C}+p\rightarrow{}^{14}\mathrm{N}; & 4.\ {}^{14}\mathrm{N}+p\rightarrow{}^{15}\mathrm{O}; \\ 5.\ {}^{15}\mathrm{O}\rightarrow{}^{15}\mathrm{N}+\beta^{+}+\nu; & 6.\ {}^{15}\mathrm{N}+p\rightarrow{}^{12}\mathrm{C}+{}^{4}\mathrm{He}. \end{array}\right\} \quad (323)$$

В конечном счете четыре атома ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$ (атомный вес $(A)=1{,}008142$) соединяются в один атом ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ (атомный вес $(A)_{\mathrm{He}}=4{,}003873$). Таким образом, атомный вес уменьшается на 0,028695 и, согласно сказанному в § 184, этому уменьшению соответствует энергетический эффект в $26{,}7\cdot10^{6}$ *эв*. Теперь следует существенный пункт: непрерывные β-спектры частичных реакций 2 и 5 известны. При реакции 2 общая энергия частиц в этих спектрах круглым счетом на $0{,}6\cdot10^{6}$ *эв* меньше, чем максимальная энергия спектра, а при реакции 5 она меньше максимальной на $0{,}8\cdot10^{6}$ *эв*. Таким образом, из общей энергии в $26{,}7\cdot10^{6}$ *эв* около $1{,}4\cdot10^{6}$ *эв*, т. е. около 5% приходится на долю нейтрино. Каждый квадратный метр поверхности Солнца излучает мощность круглым счетом в 60 000 *квт*. Из этой мощности не замечаемые нами нейтрино уносят около 3000 *квт*. Эти цифры заставят многих читателей призадуматься и предохранят их от недооценки проблем, связанных с нейтрино.

§ 203. Нейтральные π-мезоны (π^0). Так же как и заряженные π- и *K*-мезоны, эти частицы не имеют вращательного импульса. Обнаружить нейтральные элементарные частицы всегда труднее, чем заряженные. Это верно и тогда, когда речь идет не о частицах ничтожно малой массы, как в случае нейтрино. Как и при обнаружении нейтронов, в этих случаях всегда приходится наблюдать сначала столкновение нейтральных частиц с заряженными и при этом допускать справедливость законов сохранения энергии и импульса.

В благоприятных случаях среди сталкивающихся партнеров находятся ионизующие частицы, которые можно обнаружить по следам их траекторий. Тогда можно поступить, по существу, так же, как поступают в оптике при количественном изучении эффекта

Комптона («Оптика», рис. 518). В других случаях приходится довольствоваться в качестве партнеров фотонами и последние обнаруживать в свою очередь по образованию ими электронных пар (при значениях энергии eU, превышающих $1{,}02 \cdot 10^6$ *эв*). Так обстоит, например, дело при обнаружении π^0-мезонов. Они возникают, в частности, при бомбардировке бериллия высокоэнергетическими протонами (например, с энергией $eU = 340 \cdot 10^6$ *эв*). Их масса покоя равна 264 $m_{e,0}$.

Длительность жизни π^0-мезонов необычайно мала. В их системе координат она равна $\sim 10^{-16}$ *сек*. Поэтому даже для покоящегося наблюдателя, несмотря на имеющее для него место удлинение масштаба времени, они могут пробегать от точки своего возникновения путь длиной лишь в несколько миллиметров (стр. 376). После этого они распадаются на два противоположно направленных γ-фотона с энергетическим эффектом $135 \cdot 10^6$ *эв*.

§ 204. Λ^0-частицы. Эти частицы принадлежат к группе так называемых *гиперонов* (обозначение Y), т. е. элементарных частиц с массой, превышающей массу протона.

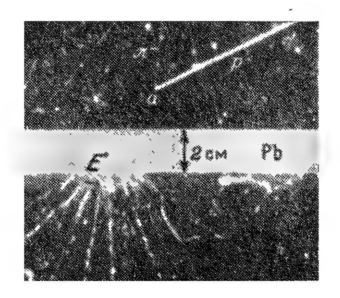


Рис. 469а. Обнаружение Λ^0-частицы в камере Вильсона при «V-событии».

На рис. 469а изображена свинцовая пластинка толщиной в 2 *см*, помещенная в камеру Вильсона. В середине ее, где-то около точки E, неизвестная частица космического излучения разрушила атомное ядро. Большая часть следов траекторий направлена вниз. Следов, направленных вверх, не видно, но мы видим два следа, начинающихся в точке a и образующих между собой острый угол, как палочки буквы V. Прямая, соединяющая точки E и a, проходит в этом остром угле («V-событие»). Одна траектория соответствует π^--мезону, другая — протону. Вдоль пути Ea пролетала нейтральная и потому не создающая следа элементарная частица, называемая Λ^0-частицей. Ее масса покоя равна 2200 $m_{e,0}$, т. е. больше, чем масса протона, равная 1840 $m_{e,0}$. Длительность жизни Λ^0-частицы равна $3{,}7 \cdot 10^{-10}$ *сек*. Она распадается на π^--мезон и протон p. Очевидно, что Λ^0-частица есть возбужденный нейтрон. Ее повышенный запас энергии обусловливает и большую массу.

§ 205. Антипротон. Существование протона с отрицательным зарядом, который искали в течение многих лет, сейчас может считаться установленным с несомненностью. Медь бомбардировали протонами с большой энергией ($6{,}2 \cdot 10^9$ *эв*, ср. § 185) и разделяли с помощью магнитного поля возникающие при этом частицы по их импульсам mu. После этого пучок частиц с одинаковым импульсом

анализировали измерением длины пробега, пропорциональной массе частицы. Частицы представляли собой преимущественно π^--мезоны, но небольшая их доля, не превышающая 1 : 40 000, состояла из отрицательных протонов.

На рис. 469б показана аннигиляция такого антипротона в конце его пути. Там он соединяется с обычным, положительно заряженным протоном, и при этом большей частью образуются в равном количестве π-мезоны обоих знаков.

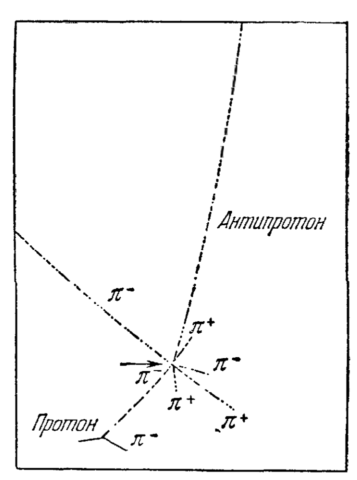


Рис. 469б. Аннигиляция антипротона при соударении с ядром атома углерода в пузырьковой камере, наполненной жидким пропаном и помещенной в магнитное поле. Рисунок сделан по фотографии, на которой имелись также следы многих других частиц (по снимку В. М. Пауэлла, Э. Сегре и сотрудников).

Существование отрицательных протонов, или, как их называют, *антипротонов*, открывает возможность существования второй периодической системы элементов, в которой ядра имеют отрицательный заряд, а электроны — положительный. Эту возможность учитывают в первую очередь астрономы.

§ 205а. Влияние направления вращательного импульса на эмиссию элементарных частиц. Экспериментальные основы понимания элементарных частиц были в последние годы дополнены важными и неожиданными фактами: ориентация вектора вращательного импульса влияет на эмиссию элементарных частиц. Укажем на два примера:

1. Ядра радиоактивного кобальта обладают вращательным импульсом и вместе с тем магнитным моментом. При очень низкой температуре можно ориентировать оси магнитных моментов и вместе с ними оси вращательных импульсов по направлению магнитного поля. Оказалось, что при этом эмиссия электронов при радиоактивном распаде уже не обладает сферической симметрией. Она происходит преимущественно в той полусфере, которая противоположна ориентации вращательного импульса. Таким образом, ось вращательного импульса ведет себя, как ось винта, а не как ось вала, которым пользуются для привода машин.

2. Нейтрино всегда поляризованы. Это означает, что их вращательный импульс всегда ориентирован либо по направлению их полета (правовинтовая система, антинейтрино при β^+-распаде), либо противоположно ему (левовинтовая система, нейтрино при β^+-распаде). Это имеет важное значение при распаде ядра с испусканием β-частиц. Электроны, эмиттируемые при распаде этого вещества,

поляризованы почти полностью (степень поляризации равна отношению $\frac{u}{c}$); вращательный импульс электронов ориентирован противоположно скорости их движения u, а вращательный импульс позитронов ориентирован по этой скорости. Для обнаружения этого факта направляют поток электронов, испускаемых радиоактивно распадающимся веществом, в поле плоского изогнутого конденсатора, имеющего форму четверти круга, как на рис. 426. Электрическое поле этого конденсатора искривляет траектории полета электронов настолько, что они становятся перпендикулярными к направлению вращательного импульса, остающемуся постоянным в пространстве. Когда подготовленные таким образом электроны падают перпендикулярно на тонкий металлический листок, то они рассеиваются уже не симметрично относительно направления их полета.

§ 206. Взаимодействие высокоэнергетических частиц с нуклонами и атомными ядрами приводит в силу взаимопревращаемости всех элементарных частиц к чрезвычайно разнообразным явлениям. Мы вынуждены ограничиться лишь несколькими типичными примерами.

I. Распад ядер

Это явление легче всего обнаружить по возникновению «звезд» в фотографической эмульсии. На рис. 470 в точке I высокоэнергетическая не ионизующая частица столкнулась с ядром Ag или Br.

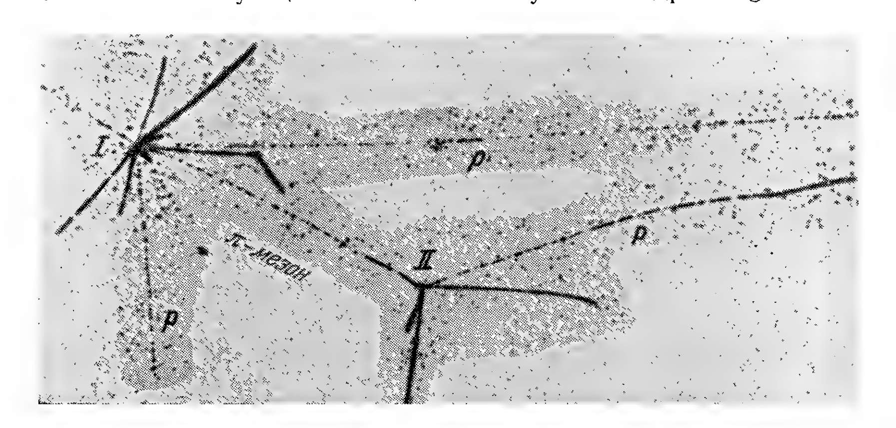


Рис. 470. Две звезды, возникшие в фотоэмульсии при распаде ядра. Этот снимок и снимок на рис. 471 принадлежат К. Ф. Пауэллу.

При этом, кроме двух протонов p, были выброшены составные части ядра с большой массой и π-мезон. Последний в свою очередь был захвачен ядром в точке II. Эквивалентная его массе энергия была затрачена на то, чтобы выбросить из ядра его составные части.

II. Взрывные ливни

При соударениях с ядрами высокоэнергетические частицы часто создают взрывные ливни. На рис. 471 ядро атома серы $_{16}S$ из космического излучения попало на ядро атома серебра или брома в фотографической эмульсии. При распаде этого ядра возникает ядро атома фтора $_9$F, а также целый ливень протонов и π-мезонов. Последние возникают при торможении высокоэнергетических нуклонов так же, как γ-фотоны возникают при торможении электронов.

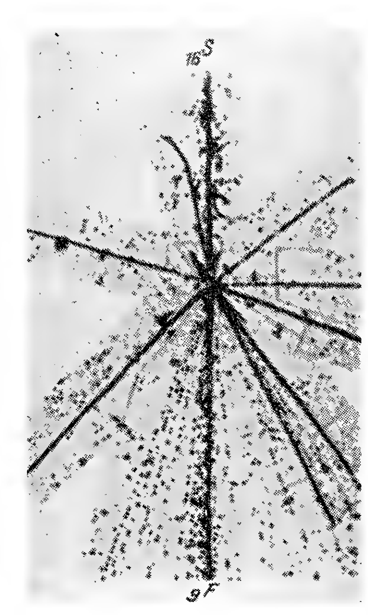


Рис. 471. Взрывной ливень при ударе быстрого ядра $_{16}$S из космического излучения с ядром Ag или Br в фотоэмульсии. Наряду с протонами и π-мезонами выбрасывается и ядро $_9$F.

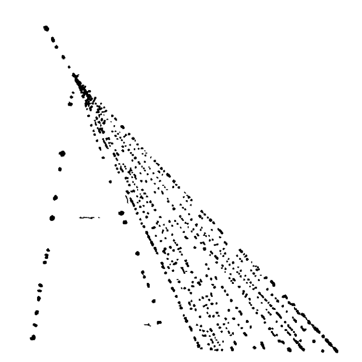


Рис. 472. Взрывной ливень при соударении протона с нуклоном, вероятно с другим протоном.

Очень редкий случай воспроизведен на рис. 472: протон с энергией около $40\cdot10^9$ *эв* в *одном акте*, вероятно при соударении с медленным протоном, создает 18 мезонов, 2 протона и, вероятно, 9 невидимых π^0-мезонов.

III. Каскадные ливни

Очень часто наблюдается такое явление: π^0-мезоны распадаются на два γ-фотона. Эти γ-фотоны при соударениях с ядрами снова создают электронные пары. Эти электроны опять превращаются в γ-фотоны, последние — в электронные пары и т. д. На рис. 473 изображен такой каскадный ливень в свинцовой пластинке толщиной в 6 *см*, разделенной двумя воздушными прослойками на три части *для того, чтобы можно было наблюдать следы траекторий*

электронов. γ-фотоны остаются невидимыми. Лавина возникает в верхней свинцовой пластинке, около точки *a*; начало ей дает π^0-мезон космического излучения. Под средней пластинкой, т. е. после примерно трех сантиметров пути в свинце, она достигает своего наибольшего развития. Под третьей пластинкой, т. е. после прохождения толщи свинца в 5 *см*, уже ясно можно видеть потери на поглощение. В атмосфере этот процесс распада π^0-мезонов обусловливает значительную долю мягкой компоненты космического излучения.

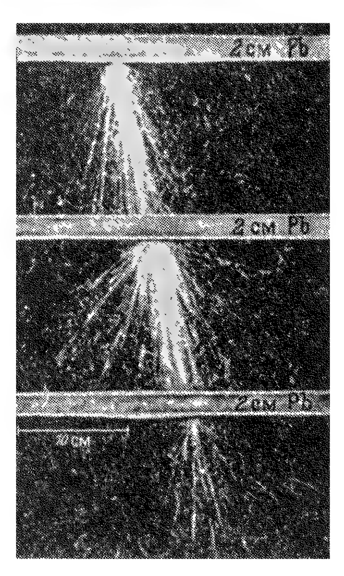


Рис. 473. Полученный в камере Вильсона снимок каскадного ливня в свинцовой пластинке толщиной в 6 *см*.

§ 207. Состав космического излучения. Как уже упоминалось, на высоте около 30 *км* космическое излучение состоит из первичных ядер, пришедших с большой скоростью из космического пространства. Частота, с которой встречаются ядра того или другого рода, соответствует тому, что мы знаем о составе космической материи. В этом первичном излучении господствуют протоны. Для того чтобы, несмотря на магнитное поле Земли, они могли достичь земной поверхности на географической широте средней Европы, они должны обладать энергией $3\cdot10^9$ *эв*. До земной поверхности доходят лишь очень немногие из этих первичных частиц. Большинство их, входя в более плотные слои атмосферы, создает вторичные частицы. О некоторых из большого числа открывающихся здесь возможностей мы говорили в § 206. На поверхности Земли практически наблюдаются только вторичные частицы. Суммарная энергия всего достигающего поверхности Земли космического излучения по порядку величины равна энергии видимого излучения всех неподвижных звезд.

§ 207а. Заключение. В настоящее время число известных нам элементарных частиц все возрастает. Однако, вероятно, когда-нибудь мы сумеем снова значительно ограничить их количество. Многие из новых элементарных частиц окажутся уже ранее известными, но находящимися в возбужденном состоянии, т. е. обогащенными энергией и массой. При этом из всех характерных признаков индивидуума сохранится только один — его превращаемость.

ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

XXV. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

§ 208. Предварительное замечание. Как и в «Оптике», мы будем и в этом томе рассматривать особые свойства твердых тел в конце тома. Электрические и магнитные свойства твердых тел значительно сложнее, чем свойства газов и жидкостей. Они тесно связаны с особенностями строения твердых тел и не могут рассматриваться без учета этого строения.

До сих пор мы говорили лишь о простейших вещах, например о применимости закона Ома к металлам при постоянной температуре и о некоторых явлениях, которые можно было описать, пользуясь понятиями диэлектрической постоянной ε и проницаемости μ. Нам не хватает еще очень многих важных вещей. Многие из них стоят в настоящее время в центре внимания исследователей и составляют главную часть современной «физики твердого тела».

Всякое строго проведенное разделение материала связано с большими трудностями. В некоторых местах оно разрывает вещи, по существу связанные друг с другом. Этого нужно избегать. Поэтому в последней части нашей книги мы будем говорить не только о свойствах твердых тел. Там, где это будет целесообразно, мы будем говорить и о свойствах жидкостей.

§ 209. Общие сведения о твердых телах. Напомним коротко о строении твердых тел. В них атомы или молекулы образуют *кристаллическую решетку*.

Большая часть твердых тел обладает микрокристаллической структурой; примером может служить мрамор. Подобно неправильной каменной кладке, они состоят из бесчисленных мелких кристалликов с очень тонкими швами, соответствующими строительному раствору. Вспомним об известных микрофотографических снимках тонких шлифов минералов или подвергнутых травлению металлических поверхностей. В форме *монокристаллов* твердые тела встречаются несравненно реже, чем в форме микрокристаллических образований. При этом монокристаллы внешне отнюдь не всегда имеют вид кристаллов в обыденном понимании этого слова.

Расплав каменной соли, затвердевший в круглом сосуде, принимает форму круглого блока; тем не менее этот блок может представлять собой монокристалл и легко раскалывается на куски, имеющие форму прямоугольного параллелепипеда.

В действительности монокристаллы также далеко не однородны. Они всегда разделены на бесчисленные отдельные *области* лучше или хуже подогнанные друг к другу. Рис. 474 изображает примитивную плоскостную модель такого кристалла. Поверхности раздела, по которым соприкасаются друг с другом отдельные области, называются *внутренними поверхностями*. Нужно представлять себе, что рис. 474 дополнен в пространстве в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка. Тогда на узком основании острых белых треугольников возникают перпендикулярные к плоскости бумаги линейные каналы. Их называют дислокациями. Точки их пересечения с поверхностью кристалла можно сделать видимыми путем травления поверхности кристалла.

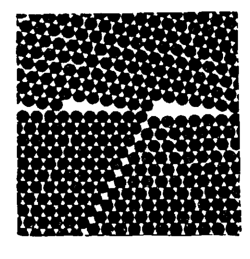
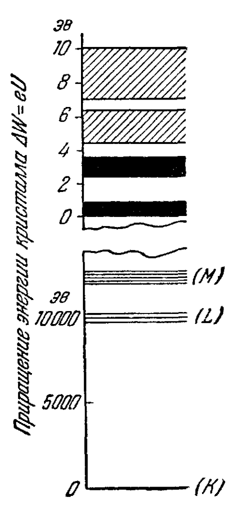


Рис. 474 Плоскостной модельный опыт со стальными шариками, поясняющий возникновение внутренних поверхностей в кристалле

Ни один кристалл далее не представляет собой застывшей структуры без внутренних изменений. Хотя тепловое движение твердых тел состоит главным образом из упругих *колебаний* очень высокой частоты, однако частично оно включает в себя и *обмен местами* между отдельными атомами и молекулами. В каждом кристалле возможна диффузия его собственных составных частей или чужих молекул.

Диффузия, или перемена места в результате теплового движения может осуществляться в кристалле двумя способами. Либо отдельные «кирпичики» кристалла смещаются из своих нормальных положений в решетке в промежуточное пространство между плоскостями решетки и перемещаются здесь до тех пор, пока они не попадут на ранее освободившееся место решетки, либо из *поверхности* кристалла (как внешней, так и внутренней, разделяющей микрокристаллические области) внутрь его перемещаются незанятые кристаллические места, коротко называемые *вакансиями* (символическое обозначение □). Тогда можно сказать, что диффундирует *вакансия*. Это — только иная форма выражения того факта, что один из «кирпичиков» кристалла диффундирует в обратном направлении. Если не используется путь через междоузлия решетки, то элемент кристаллической решетки может перемещаться только таким образом, что он меняется местами с соседней вакансией.

В самом общем виде кристаллу можно приписать схему энергетических уровней. Этот вопрос рассмотрен на основе рис. 464 в «Оптике» (§ 241). Рис. 475 имеет целью только напомнить о самом главном.



Энергетические уровни, свойственные кристаллу в целом как гигантской молекуле. Они возникают в результате связей в решетке. Нормально электроны находятся в состояниях, близко расположенные уровни которых показаны в виде зачерненных *полос*. Такие состояния (а в обычном словоупотреблении и соответствующие им уровни) называют *занятыми*. При притоке энергии извне электроны могут переходить и в состояния с большей энергией. Энергетические уровни таких обычно «незанятых» состояний, которые также расположены близко друг к другу, отмечены в виде заштрихованных *полос*.

Энергетические уровни атомов, из которых построен кристалл. Они соответствуют электронам в состояниях, которые в боровской модели атома наглядно обозначаются как *K*-, *L*- и *M*-оболочки.

Выше и ниже линий разрыва шкалы на оси ординаты на обоих рисунках различны. Число уровней в каждой полосе равно числу электронов во всем кристалле Ширина их возрастает по мере повышения уровня. Разность ΔW между двумя уровнями дает значение энергии, которое электрон в кристалле может отдавать или поглощать в одном элементарном акте.

Рис. 475. Грубая энергетическая схема построенного из атомов кристалла. Ср. «Оптика», § 241.

§ 210. Расположение материала и полезное указание.

§ 210. Расположение материала и полезное указание. В «Оптике» мы уже разделили все кристаллы по характеру их связей на

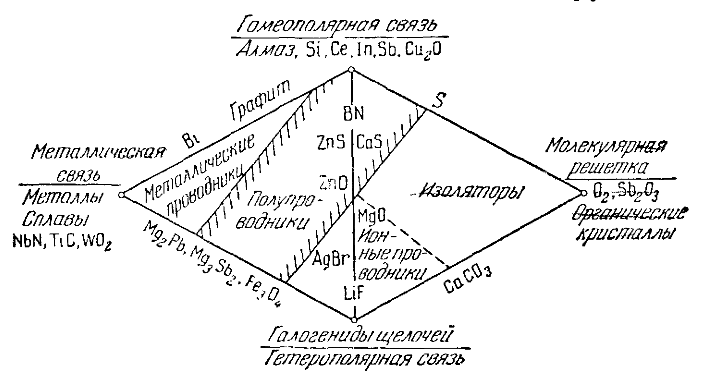


Рис. 476. Схема соотношений между различными типами связи в кристаллах и их электрическими свойствами.

четыре большие группы. Схема такого разделения еще раз воспроизведена здесь на рис. 476. Природа связей оказывает решающее влияние на электрические и оптические свойства кристалла.

На основе этой схемы мы разделим содержание данной главы на следующие три раздела:

А. *Электронная* проводимость в кристаллах с металлической связью, §§ 211—222.

Б. *Ионная* проводимость в кристаллах с гетерополярной связью, §§ 223—226.

В. *Электронная* проводимость в кристаллах без металлической связи, §§ 227—235.

В большинстве параграфов этой главы мы будем пользоваться корпускулярной картиной электрических зарядов. Она хорошо смыкается с опытами в проводящих газах. К твердым телам, однако, относится то, что было сказано в § 33 относительно капельницы. Во всяком случае *часто бывает полезно понимать под электроном не больше чем заряд, совершенно независимо от его возможного разделения и локализации в корпускулярном электроне.* Физика — не философия. При истолковании опыта она не знает никаких «истин». Она только приспосабливает свои образы и представления к растущему и изменяющемуся опыту и применяет их для установления количественных связей. При этом физика должна остерегаться недопустимых обобщений и экстраполяций. Иначе начинают утверждать вещи, не имеющие смысла, вроде детерминизма в классической физике.

А. ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ТЕЛАХ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

§ 211. Металлическая связь. Встречающаяся у большинства элементов и имеющая столь исключительное техническое значение *металлическая связь существует только в телах, находящихся в жидком и твердом состоянии.* В парах атомы металла ведут себя так же, как другие атомы.

Существование металлической связи можно установить не путем визуальных наблюдений, а только путем оптических измерений в инфракрасной области спектра. Металлы обладают очень большим коэффициентом отражения R во всем спектре, начиная от ультрафиолета и вплоть до радиоволн. Это обусловлено большими значениями *коэффициента* поглощения, т. е. произведения *постоянной* [1]) поглощения на длину волны. У металлов ни в видимой, ни в ближайшей инфракрасной части спектра нет областей, в которых излучение может проникать в вещество и иметь при этом большую длину пробега, как это, например, имеет место в стеклах. Это обусловлено чрезвычайно высокой проводимостью металлов независимо от того, каков ее механизм («Оптика», § 142).

[1]) В литературе обе эти совершенно различные величины часто смешиваются. Ср. «Оптика», § 97.

§ 212. Электропроводность металлов. Основные факты. Обычно ток протекает через металлы без переноса вещества; достаточно вспомнить медные провода. Поэтому мы должны считать, что электропроводность металлов имеет *электронный* характер. *Однако часто ток как в жидких, так и в твердых металлах сопровождается значительным транспортом вещества.* Примеры.

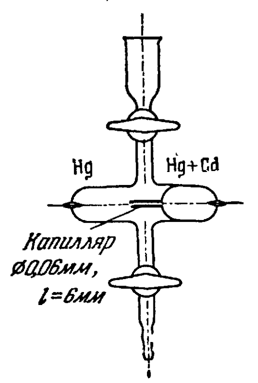


Рис. 477. К электролитической проводимости сплава Hg+Cd (около 1 мол % Cd в Hg). Сопротивление (≈0,6 *ом*) практически приходится только на капилляр. Положительные ионы Cd на своем пути к катоду движутся по капилляру и уменьшают его сопротивление. Измерение изменения сопротивления производится с помощью мостиковой схемы. (Сравнительное сопротивление ≈1 *ом*, сопротивления плечей мостика ≈10^2 *ом*, измерительный ток≈0,2*а*, плотность тока в капилляре ≈$6\cdot10$ *а/м*^{2}, время вхождения ионов порядка 1 *мин*; при изменении направления тока ионы выходят из капилляра.)

1. Кадмий, растворенный в жидкой ртути, перемещается к катоду так же, как в электролите. Соответствующий демонстрационный опыт показан на рис. 477.

2. Если к жидкой ртути добавить немного натрия, то натрий перемещается к аноду (!).

Попытка объяснения. Назовем отношение

$$\frac{\text{заряд иона } (ze)}{\text{объем иона } V}$$

плотностью заряда иона ϱ^*. Тогда — *по аналогии с гидростатической подъемной силой* — на плавающие в ртути ионы натрия действует сила

$$\mathfrak{K} = V_{\text{Na}}(\varrho^*_{\text{Na}} - \varrho^*_{\text{Hg}})\,\mathfrak{E}. \qquad (324)$$

Как ионы ртути, так и ионы натрия являются одновалентными, т. е. для них $z=1$. Но объем иона натрия больше, чем объем иона ртути. Поэтому плотность заряда натрия ϱ^*_{Na} меньше, чем плотность заряда ртути ϱ^*_{Hg}, и сила $\mathfrak{K}$ отрицательна, т. е. направлена к аноду — противоположно напряженности поля $\mathfrak{E}$.

3. В жидких металлах (Hg, Ga, In и K) «более легкие» изотопы накопляются у анода.

4. В раскаленной железной проволоке углерод перемещается к катоду. При 1065° C подвижность ионов углерода равна $1{,}6\cdot10^{-9}\ \frac{м/сек}{в/м}$. За продвижением углерода можно проследить по изменениям микрокристаллической структуры (пользуются травлеными шлифами).

§ 213. Закон Ома при проводимости в металлах. В металлах ток I и напряжение U строго пропорциональны друг другу, т. е. отношение U/I, определенное как сопротивление, постоянно (закон Ома). Мы можем поэтому определить для данного металла его удельное сопротивление σ и его удельную электропроводность $\varkappa$. Для этого, как и в случае электролитов, мы пользуемся формулой (253), стр. 285. Некоторые значения этих величин приведены в таблице 18. Величины, приведенные в седьмом столбце этой таблицы,

Таблица 18

Удельное сопротивление и удельная электропроводность металлов (при 18° C)

Металл	Атомный вес (A)	Плотность $\rho = \frac{\text{масса } M}{\text{объем } V}$, 10^3 *кг/м³*	Плотность числа атомов $N_v = N\cdot\rho = \frac{\text{число атомов } n}{\text{объем } V}$, 10^{28} *м*$^{-3}$	Удельное сопротивление σ, 10^{-6} *ом·м*	Удельная электропроводность $\varkappa$, 10^6 *ом*$^{-1}\cdot$*м*$^{-1}$	$\frac{\text{Удельная электропроводность } \varkappa}{\text{плотность числа атомов } N_v}$, 10^{-22} *м²/ом*
Hg	200,6	13,56	4,09	0,958	1,04	0,254
Pb	208,2	11,34	3,3	0,21	4,8	1,45
Fe	55,8	7,8	8,4	0,098	10,2	1,37
Al	27	2,69	8,25	0,028	37	4,5
Cu	63,6	8,93	8,4	0,017	59	7,02
Ag	107,9	10,5	5,85	0,016	62,5	10,7
K	39,1	0,86	1,32	0,070	14,3	10,8
			Вычислено из удельного числа молекул $N = \frac{6{,}02\cdot 10^{26}}{\textit{киломоль}}$ 1 *кмоль* = (A) *кг*	Опуская множитель 10^{-6}, получаем численное значение сопротивления проволоки с длиной в 1 *м* и сечением в 1 *мм²*, выраженное в омах	Опуская множитель 10^6, получаем выраженную в метрах длину проволоки, которая при сечении в 1 *мм²* имеет сопротивление в 1 *ом*	Вместо $\varkappa/N_V$ часто дают значения отношения $\varkappa\,\varrho$, обычно выражаемые в единицах $\frac{\textit{м}^2}{\textit{ом}\cdot\textit{кмоль}}$

т. е. значения отношения $\varkappa/N_v$, дают вклад одного атома в общую электропроводность $\varkappa$. Они на четыре порядка больше, чем в случае электролитической проводимости. В монокристаллах, не принадлежащих к правильной системе, удельная электропроводность зависит от направления тока в кристалле. Пример показан на рис. 478. Всестороннее сжатие изменяет электропроводность, однако различным образом даже для металлов, принадлежащих к одной и той же группе (рис. 479). При плавлении металла его электропроводность скачкообразно падает примерно вдвое (ср. кривую для Ag на рис. 503 в точке 961° С). Электроны движутся в металле, преодолевая сходное с трением сопротивление.

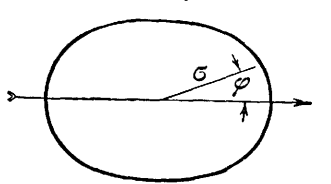


Рис. 478. Зависимость удельного электрического сопротивления от направления в кристалле, не принадлежащем к правильной системе (тетрагональное олово: 1 *мм* ≙ 10^{-8} *ом·м*). Длина вектора σ изображает удельное сопротивление в направлении φ. Длинная стрелка соответствует главной оси кристалла.

Это можно продемонстрировать в опыте, изображенном на рис. 480. Мы видим здесь магнит с плоскими полюсными поверхностями N и S. На нижней поверхности стоит кольцеобразная ванна с изолирующим дном, наполненная ртутью. Короткие отрезки металлических труб, являющиеся ее стенками, служат

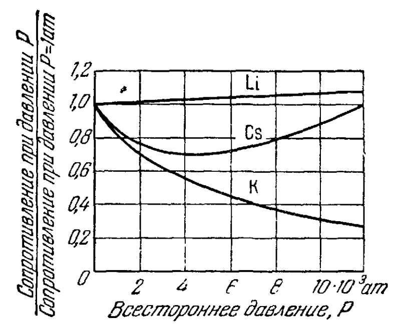


Рис. 479. К влиянию всестороннего сжатия на электрическое сопротивление *ат* — техническая атмосфера=1 *кпонд/см²*.

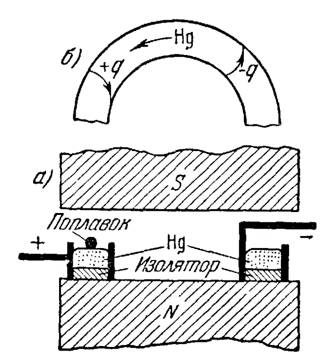


Рис. 480. Сходное с трением взаимодействие между зарядами и веществом проводника: *а*) вид сбоку, *б*) вид сверху.

электродами. В отсутствие магнитного поля заряды q перемещаются по радиусам ванны, но в магнитном поле их скорость приобретает — независимо от знака заряда — тангенциальную составляющую (рис. 480,*б*). Эти заряды увлекают за собой окружающие атомы, и все кольцо ртути приходит в интенсивное вращение.

§ 213а. Эффект отшнуровывания тока (пинч-эффект). Высокая электропроводность металлов позволяет легко продемонстрировать так называемый эффект отшнуровывания тока (или пинч-эффект), общий для всех процессов электропроводности. Водопро-

водная труба может лопнуть при слишком большом «токе» (точнее говоря, при слишком большом расходе воды за единицу времени). В электрических проводах имеет место обратное: *при большой нагрузке током на проводнике образуется перетяжка.* Это можно показать на жидком металлическом проводнике, например на ртути, налитой в плоскую ванну R с сечением в несколько квадратных сантиметров (рис. 481). Для подвода и отвода тока, который должен достигать примерно 1000 *a*, служат медные шины K и A.

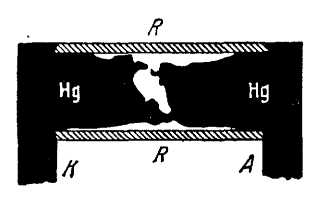


Рис. 481. Самостоятельное отшнуровывание проводника при очень сильной нагрузке его током незадолго до полного разрыва (по моментальной фотографии). Стенки желобка заштрихованы дополнительно. Неправильные очертания разрыва обусловлены прилипанием ртути к прозрачному дну желобка.

Это явление объясняется действием магнитного поля, которое существует *внутри* проводника. Оно действует на движущиеся заряды с силами $\mathfrak{K}_+$ и $\mathfrak{K}_-$, направленными к оси (см. рис. 490.) Если перемещаются только электроны, как это имеет место в ртути, то положительные ионы вовлекаются в это движение электростатическими силами.

§ 214. Влияние температуры на проводимость чистых металлов. Удельное сопротивление чистых металлов при температурах, превышающих примерно 20° K, с повышением температуры растет пропорционально абсолютной температуре. Вместо того чтобы приводить примеры отдельных металлов, мы сразу дадим общий график, относящийся ко всем правильно кристаллизующимся металлам за исключением ферромагнитных.

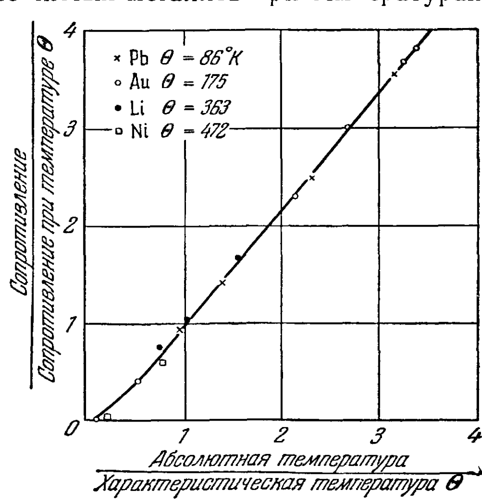


Рис. 482. График зависимости сопротивления чистых правильно кристаллизующихся металлов от температуры (по Эд. Грюнайзену)

Влияние температуры на удельную теплоту может быть выражено формулой, которая содержит одну постоянную, имеющую размерность температуры; ее называют *характеристической* температурой Θ данного вещества («Механика», рис. 481). Той же постоянной Θ можно воспользоваться, чтобы выразить влияние температуры на электрическое

сопротивление. Это сделано на рис. 482. Все экспериментальные точки хорошо ложатся на одну и ту же прямую: выпадают только значения для ферромагнитного никеля.

Большое влияние температуры на сопротивление чистых металлов можно очень красиво показать в следующем демонстрационном опыте. В простейшем случае (рис. 483) берут аккумулятор в качестве источника тока, амперметр и катушку из медной проволоки на деревянной ручке. При погружении катушки в жидкий воздух ток возрастает в три раза, а при погружении в жидкий водород — примерно в 10 раз.

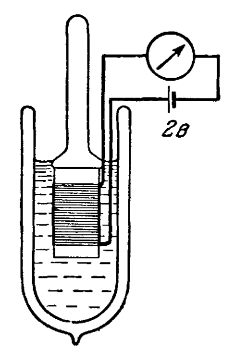


Рис. 483. Опыт для демонстрации влияния температуры на сопротивление чистых металлов. Одновременно поясняется принцип устройства термометров сопротивления.

Этот демонстрационный опыт поясняет также принцип устройства электрического *термометра сопротивления.* Шкалу амперметра можно прямо проградуировать в градусах. Можно заменить катушку из медной проволоки тонким металлическим листком и нагревать его путем облучения. Такой вариант называют *болометром.* Он применяется при измерениях интенсивности излучения.

§ 215. Остаточное сопротивление. В области температур ниже 20°K соотношения между удельным сопротивлением чистых металлов и абсолютной температурой становятся более сложными. При самых низких температурах еще остается некоторое постоянное удельное сопротивление (рис. 484). Даже в наиболее тщательно очищенных металлах все еще остаются чужеродные включения в решетку; они и вызывают нарушения решетки, обусловливая остаточное сопротивление. Величина его как раз и является мерой степени чистоты металла и совершенства его решетки.

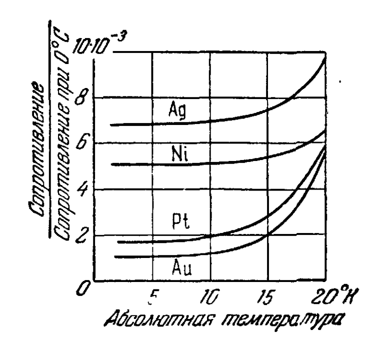


Рис. 484. Сопротивление металлов при низкой температуре. Остаточное сопротивление не характерно для природы данного металла, а зависит от степени его чистоты. Во многих случаях при самых низких температурах за практически постоянным значением снова наблюдается небольшой подъем.

§ 216. Удельное сопротивление сплавов. Все нарушения правильности решетки чистых металлов изменяют характер влияния температуры на удельное электрическое сопротивление. На рис. 485 показаны характерные примеры для двух хорошо известных сплавов.

Удельное сопротивление манганина в области между —250° и +400° C почти не зависит от температуры. Поэтому этот сплав

и применяют для изготовления прецизионных измерительных сопротивлений.

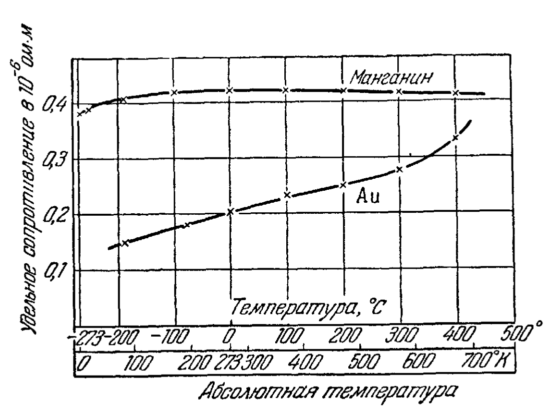


Рис. 485. Температурный ход удельного сопротивления некоторых сплавов: манганин (84% Cu+4% Ni+12% Mn); 18-каратное золото (75% золота+25% примесей). Все проценты по массе.

§ 217. Связь между удельной электропроводностью и удельной теплопроводностью.

Удельная электропроводность $\varkappa$ тесно связана с удельной *теплопроводностью* λ («Механика», § 173). Плохие проводники электричества, вообще говоря, бывают и плохими проводниками тепла; вспомним, например, о стекле. Стеклодув может держать один конец стеклянной палочки в руке, а другой разогреть в пламени до белого каления. Согласно таблице 18 (стр. 420), серебро обладает большой электропроводностью, а нейзильбер — малой. Дотронувшись до серебряной ложки гораздо легче можно ожечь пальцы, чем дотронувшись до ложки из нейзильбера.

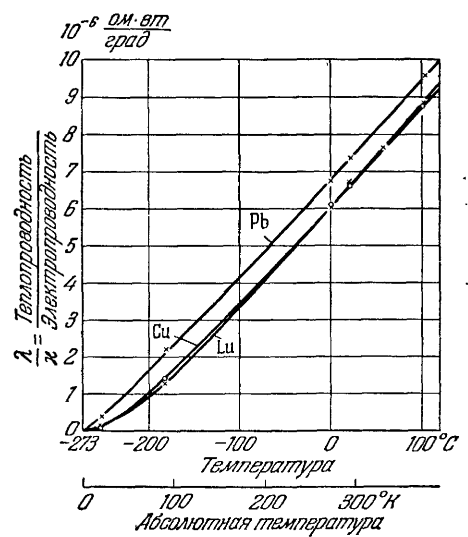


Рис. 486. Отношение теплопроводности к электропроводности при разных температурах.

Связь между электро- и теплопроводностью металлов была изучена очень подробно. На рис. 486 изображена графически зависимость от температуры

отношения $\lambda/\varkappa$ для разных металлов. При более или менее высокой температуре полученные кривые различаются не очень сильно. При постоянной температуре величины λ и $\varkappa$ пропорциональны друг другу (*правило Видеманна — Франца*). Помимо этого, отношение $\lambda/\varkappa$ в первом, грубом приближении пропорционально абсолютной температуре.

§ 218. Обнаружение электронов проводимости с помощью сил инерции. Обычно ток в металлах не сопровождается транспортом вещества. Этот факт, хотя и исключает участие ионов в обычных процессах проводимости, однако сам по себе не дает положительного ответа на вопрос о природе перемещающихся зарядов. Хотя в высшей степени правдоподобно, что носителями заряда в металлах являются электроны, однако это не дает оснований отказаться от попыток экспериментального обнаружения их. Эту проверку можно осуществить, пользуясь силами инерции.

Представим себе, что железнодорожный вагон, движущийся со скоростью u, тормозится за время t. При торможении все предметы, могущие двигаться внутри вагона, получат ускорение в направлении движения под влиянием инерции $mb = \frac{mu}{t}$ (ср. «Механика», глава VII). Заменим теперь железнодорожный вагон движущейся в том же направлении медной проволокой, а подвижные предметы внутри вагона — электронами. Тогда при торможении на каждый электрон действует сила инерции $\mathfrak{K}_1 = mb$. Она смещает электроны относительно решетки положительных ионов; в результате этого вдоль проволоки возникает электрическое поле с напряженностью $\mathfrak{E}$. Это поле действует на каждый электрон с силой $\mathfrak{K}_2 = e\mathfrak{E}$. Обе эти силы $\mathfrak{K}_1$ и $\mathfrak{K}_2$ должны сравняться, и мы получаем

$$e\mathfrak{E} = mb = m\frac{u}{t}. \qquad (325)$$

Далее произведение $\mathfrak{E}l$ равно напряжению U между концами проволоки (формула (2), стр. 58). Следовательно,

$$Ut = \frac{m}{e}ul. \qquad (326)$$

Такой импульс напряжения (вольт-секунды) и должен возникнуть при торможении между концами проволоки.

При выполнении этого опыта медной проволоке придают форму цилиндрической катушки и заставляют ее вращаться вокруг оси цилиндра с линейной скоростью u (рис. 487). Можно ли ожидать, что при торможении возникнет импульс напряжения измеримой величины? Проверим это ориентировочным расчетом. Примем для отношения e/m значение, соответствующее электронам, т. е. положим $e/m = 1{,}76\cdot 10^{11}$ *а·сек/кг*, выберем для длины проволоки значение 10 *км* $= 10^4$ *м* и положим, что линейная скорость u равна 50 *м/сек*. Тогда при торможении, независимо от длительности этого процесса, мы можем ожидать возникновения импульса напряжения в $3\cdot 10^{-6}$ *в·сек*. Такой импульс можно измерить с помощью баллистического гальванометра.

Рис. 487. К ускорению электронов силами инерции.

Опыты такого рода и сходные с ними дали вполне удовлетворительные результаты. Р. Толмэн обнаружил импульсы напряжения того порядка величины, какого можно было ожидать.

Из этих опытов для удельного заряда электрона было получено значение

$$e/m = -2\cdot 10^{11}\ a\cdot сек/кг$$

вместо значения $-1{,}76\cdot 10^{11}$ *а·сек/кг*, полученного из опытов в вакууме. Для всех металлов, даже для тех, в которых наблюдался аномальный эффект Холла (см. ниже § 220), знак удельного заряда электрона оказался *отрицательным*. Это нужно особенно подчеркнуть.

§ 219. Атомистическая картина электропроводности металлов. Факты, сообщенные в предыдущих параграфах, можно истолковать с помощью очень простой картины, которая, однако, вполне пригодна для таких важных металлов, как, например, медь и серебро. Кристалл металла рассматривают как решетку положительных ионов металла, ячейки которой заполнены электронным газом.

Та же картина пригодна и для расплавленных металлов. Расплав гораздо ближе по своим свойствам к твердому телу, чем к газу (ср. «Механика», § 150 и рис. 501).

Согласно этой картине, электроны, подобно молекулам газа, беспорядочно движутся во все стороны с большой скоростью $u_{\text{Т}}$. Упруго сталкиваясь с ионами, они беспорядочно диффундируют во всех направлениях. Электрическое поле создает для диффузии преимущественное направление, и рой электронов движется к аноду с некоторой скоростью перемещения (или скоростью «дрейфа») u.

Для металлов имеет силу закон Ома, и, следовательно, мы можем воспользоваться для удельной электропроводности $\varkappa$ выражением (формула (253), стр. 285)

$$\varkappa = (N_v' zev)_+ + (N_v' zev)_-.$$

Теперь мы примем следующие два допущения. Мы будем считать, что подвижность ионов металла равна нулю и что плотность числа электронов N_v' равна плотности числа атомов N_v. Так как электрон имеет только один элементарный заряд, т. е. $z=1$, то при этих предположениях формула (253) принимает более простой вид:

$$\frac{\varkappa}{N_v} = ev_-. \qquad (327)$$

Значения отношения $\varkappa/N_v$ были уже приведены в таблице 18, на стр. 420. Для меди при комнатной температуре, например, $\varkappa/N_v = 7{,}0\cdot 10^{-22}$ *м²/ом*. Далее $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ *а·сек*. Подставляя в формулу (327) эти значения, получаем для подвижности электронов v_- в меди при комнатной температуре значение

$$v_- = 4{,}4\cdot 10^{-3}\ \frac{м/сек}{в/м}.$$

Хотя это значение круглым счетом в 10^5 раз больше, чем для большинства ионов, оно тем не менее удивительно мало. Чтобы представить себе это, нужно вспомнить, что практически в медных проводах нельзя получать напряженности поля, превышающие $\mathfrak{E}=10^{-1}$ *в/м*. Такая напряженность поля уже дает предельную технически допустимую токовую нагрузку в 6 *а/мм²*. Тем не менее рой электронов имеет при этом в проводах скорость перемещения u всего лишь в 0,4 *мм/сек*.

Таким образом, *высокая электропроводность меди обусловливается высокой плотностью числа электронов (концентрацией их), а не высокой подвижностью каждого из этих электронов.*

Развивая далее картину электронного газа объясняют подвижность электронов, как и в плазме (стр. 325), существованием определенной *длины свободного пробега* λ (ср. рис. 56). Для скорости дрейфа электронов получают при этом выражение (формула (268), стр. 327)

$$u=\frac{1}{2}\frac{e}{m}\mathfrak{E}\frac{\lambda}{u_{\text{т}}}$$

($u_{\text{т}}$ — термическая скорость электронов).

Все величины в правой части этого равенства не зависят от напряженности поля $\mathfrak{E}$; следовательно, скорость дрейфа электронов пропорциональна $\mathfrak{E}$. Мы подставляем в формулу (327) выражение для *подвижности* v, вытекающее из (268) и получаем для удельной электропроводности выражение

$$\varkappa=N_v\frac{1}{2}\frac{e^2}{m}\frac{\lambda}{u_{\text{т}}}\,. \qquad (328)$$

Все дальнейшее определяется только термической скоростью электронов $u_{\text{т}}$. Прежде кинетическую энергию электрона полагали равной кинетической энергии атомов газа при той же температуре, т. е. считали, что («Механика», формула (348), стр. 390)

$$\frac{1}{2}mu_{\text{т}}^2=\frac{3}{2}kT_{\text{абс}} \quad \text{или} \quad u_{\text{т}}=\sqrt{\frac{3kT_{\text{абс}}}{m}}$$

(k — постоянная Больцмана $1{,}38\cdot10^{-23}$ *вт·сек/град*; $T_{\text{абс}}$ — абсолютная температура, m — масса электрона $=9\cdot10^{-31}$ *кг*).

При этом можно было с удовлетворительной точностью получить множитель пропорциональности между электро- и теплопроводностью и установить характер его зависимости от температуры. Но для *удельной теплоты* металлов получалось значение, совершенно несовместимое с экспериментальными данными. При не слишком низкой температуре удельная теплота металлов равна

$$c=\frac{6}{2}R\approx 6\,\frac{\text{ккал}}{\text{кмоль}\cdot\text{град}}$$

$\left(R \text{ — газовая постоянная, равная } 1{,}99\ \frac{\text{ккал}}{\text{кмоль}\cdot\text{град}}\right).$

Это значение обусловлено кинетической и потенциальной энергией колебаний решетки по трем степеням свободы. Но теперь число свободно движущихся электронов равно числу ионов решетки. Поэтому нужно к шести степеням свободы иона металла прибавить три степени свободы электрона. При этом удельная теплоемкость металлов в целом должна была бы быть равна

$$\frac{9}{2}R \approx 9\,\frac{\textit{ккал}}{\textit{кмоль}\cdot\textit{град}}.$$

Выход из этого затруднения, которое долго не удавалось преодолеть, заключается в следующем.

По современным данным формула (328) *имеет силу только в тех случаях, когда плотность числа электронов N_v мала.* Это обычно имеет место в полупроводниках (§ 230). Если же плотность числа электронов так велика, как это имеет место в металлах, то кинетическая энергия электронов практически не зависит от температуры, т. е. u_T остается постоянным, и применять формулу (348) нельзя. Однако и для атомов эта формула соответствует лишь *предельному случаю* высоких температур. При достаточно низкой температуре тепловая энергия атомов также становится не зависящей от температуры. В противоположность тому, чего требует формула (348), при абсолютном нуле она отнюдь не равна нулю; напротив, каждый атом обладает определенной «нулевой энергией». Для электронов вплоть до температур порядка 10^4(!) градусов превалирует не зависящая от температуры нулевая энергия (наибольшее ее значение порядка нескольких электрон-вольт, ср. рис. 524).

Опыт показывает, что удельная электропроводность чистых металлов обратно пропорциональна значению абсолютной температуры. Если термическая скорость электронов u_T остается постоянной, то, согласно формуле (328), то же должно иметь место и для средней длины свободного пробега λ. Чем меньше термические возмущения решетки, тем беспрепятственнее происходит движение электронов.

§ 220. Эффект Холла. Эффектом Холла называют влияние магнитного поля на электрическую проводимость твердых тел. Это явление первоначально было обнаружено на *металлических* проводниках, но оно имеет важное значение и для других проводников. Мы ограничимся двумя типичными примерами.

I. Напряжение Холла

На рис. 488 изображена тонкая металлическая полоска ширины D и толщины d, по которой идет ток I. С боков ее, в точках *1* и *2*, присоединены совершенно симметрично провода, идущие к измерителю напряжения. Это простое устройство помещается в однородное поле электромагнита, и притом так, чтобы поверхность

полоски была перпендикулярна к линиям поля. На рис. 488 нужно представлять себе, что линии поля перпендикулярны к плоскости рисунка. Пусть плотность магнитного потока есть $\mathfrak{B}$. Когда магнитное поле включено, то между точками *1* и *2* возникает напряжение, пропорциональное плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$ и силе тока *I* и обратно пропорциональное толщине ленты *d*. Таким образом,

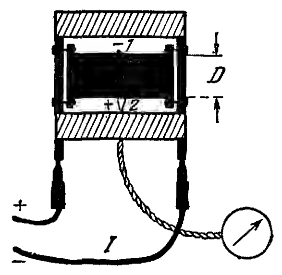


Рис. 488. К эффекту Холла. Листок серебра длиной в 62 *мм*, ширина $D=30$ *мм*, толщина $d=0.06$ *мм*; $I=15$ *а*, $\mathfrak{B}=2$ *в·сек/м²*, $U_{\text{Холл}}=3{,}5\cdot10^{-5}$ *в*. Перпендикулярное к плоскости рисунка магнитное поле направлено сверху вниз.

$$U_{\text{Холл}}=C\frac{\mathfrak{B}I}{d}. \qquad (329)$$

Множитель пропорциональности *C*, называемый *постоянной Холла*, зависит от природы проводника. Во втором столбце табл. 19 приведены некоторые измеренные значения этой постоянной. Постоянная Холла представляет собой отношение объема к заряду, т. е. имеет размерность, обратную объемной плотности заряда. Эффект Холла с отрицательной плотностью заряда называется *нормальным*, а эффект с положительной плотностью заряда — *аномальным*.

II. Возрастание сопротивления в магнитном поле

Плоскую спиральную катушку из висмутовой проволоки устанавливают перпендикулярно к линиям магнитного поля (во избежание индукции катушку наматывают бифилярно). Сопротивление этой катушки возрастает по мере увеличения плотности магнитного потока $\mathfrak{B}$; начиная с $\mathfrak{B}=1$ *в·сек/м²* ($\triangleq 10^4$ *гс*), это возрастание идет линейно, при $\mathfrak{B}=2$ *в·сек м²* оно удваивается. Такие висмутовые спирали применяются для измерения магнитных полей.

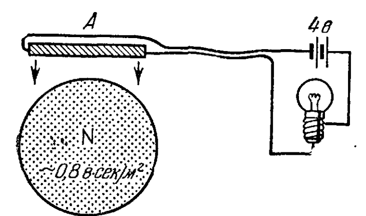


Рис. 489. Опыт для демонстрации увеличения сопротивления в результате эффекта Холла. Стержень *A* из сплава InSb (50 *мм* × 1 *мм* × 3 *мм*) помещен в поле электромагнита, северный полюс которого *N* показан на рисунке.

Для демонстрационных опытов полупроводники (например, стерженьки из сплава InSb) удобнее, чем металлы; в качестве индикатора тока можно применять маленькую лампочку накаливания (рис. 489).

Явление очень сложно, оно сильно зависит от температуры. У большинства металлов увеличение сопротивления в поперечном магнитном поле наблюдается только при низких температурах;

при этом даже в кристаллах правильной системы оно зависит также от ориентации кристалла по отношению к направлению поля.

На рис. 488 эффект Холла был продемонстрирован на ленте из серебра. Теперь мы объясним его независимо от конкретного механизма проводимости.

Обычно ток I создается одновременным движением в противоположных направлениях положительного заряда q_+ и отрицательного заряда q_-. Хотя проводник в целом электрически нейтрален, однако вовсе не обязательно, чтобы *перемещающиеся* в электрическом поле заряды q_+ и q_- были равны друг другу. Пусть скорости перемещения этих зарядов будут u_+ и u_-, а их подвижности $v_+ = \frac{u_+}{\mathfrak{E}}$ и $v_- = \frac{u_-}{\mathfrak{E}}$. Полный ток складывается из двух частичных токов I_+ и I_-, т. е. $I = I_+ + I_-$. Пользуясь формулой (255), стр. 286, для чисел переноса

$$n_u^+ = \frac{q_+}{V}\frac{v_+}{\varkappa} \quad \text{и} \quad n_u^- = \frac{q_-}{V}\frac{v_-}{\varkappa}$$

(здесь отношения q_+/V и q_-/V представляют собой значения объемной плотности заряда, равномерно распределенного в объеме проводника V, а $\varkappa$ — есть удельная электропроводность этого проводника),

мы получаем для этих частичных токов выражения

$$I_+ = n_u^+ I = \frac{q_+}{V}\frac{v_+}{\varkappa} \quad \text{и} \quad I_- = n_u^- I = \frac{q_-}{V}\frac{v_-}{\varkappa}. \qquad (330)$$

Вычислим прежде всего величину напряжения Холла $U^+_{\text{Холл}}$, соответствующего только частичному току I_+, т. е. создаваемому только движением заряда q_+. В магнитном поле на этот заряд действует сила $-\mathfrak{K}_+ = \mathfrak{B} q_+ u_+$ (рис. 490). Поэтому вдоль ширины ленты D в направлении положительной оси y возникает электрическое поле с напряженностью $\mathfrak{E}^+_{\text{Холл}} = -\frac{\mathfrak{K}}{q_+}$, а между краями ленты создается напряжение

$$U^+_{\text{Холл}} = \mathfrak{E}^+_{\text{Холл}} D = \mathfrak{B} D u_+ = \mathfrak{B} D \mathfrak{E} v_+. \qquad (331)$$

Рис. 490. К объяснению эффекта Холла. Стрелки указывают только направления.

Когда ток I_+ проходит по проводнику с удельной электропроводностью $\varkappa$ и поперечным сечением $F = Dd$ (d—толщина ленты), то в направлении длины проводника существует электрическое поле с напряженностью

$$\mathfrak{E} = \frac{I_+}{\varkappa D d}.$$

Это значение напряженности поля мы и подставим в формулу (331). Заменяя, кроме того, ток I_+ его выражением через ток I по формуле (330), мы получаем:

$$U^+_{\text{Холл}} = \frac{I\mathfrak{B}}{d}\frac{q_+}{V}\frac{v_+^2}{\varkappa^2}. \qquad (332)$$

Точно так же для напряжения Холла $U^{-}_{\text{Холл}}$, соответствующего движению отрицательных зарядов, мы имеем:

$$U^{-}_{\text{Холл}} = \frac{I\mathfrak{B}}{d}\frac{q_-}{V}\frac{v_-^2}{\varkappa^2}. \tag{332a}$$

Сложение выражений (332) и (332а) дает нам следующее выражение для напряжения Холла в проводнике, в котором движутся заряды обоих знаков:

$$U_{\text{Холл}} = \frac{I\mathfrak{B}}{d}\frac{1}{\varkappa^2}\left(\frac{q_+}{V}v_+^2 - \frac{q_-}{V}v_-^2\right) = \frac{I\mathfrak{B}}{d}\frac{1}{\varkappa}(n_u^+ v_+ - n_u^- v_-). \tag{333}$$

Сравнивая это выражение с экспериментально установленным равенством (329), мы находим, что постоянная Холла

$$C = \frac{1}{\varkappa^2}\left(\frac{q_+}{V}v_+^2 - \frac{q_-}{V}v_-^2\right) = \frac{1}{\varkappa}(n_u^+ v_+ - n_u^- v_-) \tag{334}$$

(см. сказанное в мелком шрифте у формулы (255)).

§ 221. Истолкование эффекта Холла. Электронные вакансии (недостающие электроны). Постоянная Холла может быть отлична от нуля только в том случае, если оба члена в скобке в формуле (334) не равны друг другу. Для некоторых металлов можно считать $q_+ = 0$. Тогда, пользуясь формулой (253), стр. 285, мы видим, что

$$C = -\frac{v_-}{\varkappa} = -\frac{V}{q_-}. \tag{334a}$$

С помощью этого равенства и вычислены значения подвижности электронов v_-, приведенные в последнем столбце таблицы 19.

Таблица 19

Металл	Экспериментальное значение постоянной C, $\frac{м^2}{а \cdot сек}$	Удельная электропроводность $\varkappa$, $\frac{а}{в \cdot м}$	Подвижность $v_- = -C\varkappa$, $\frac{м/сек}{в/м}$	Подвижность v_-, вычисленная по формуле (327), $\frac{м/сек}{в/м}$
Cu	$-5{,}3 \cdot 10^{-11}$	$5{,}71 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$
Ag	$-8{,}9 \cdot 10^{-11}$	$6{,}25 \cdot 10^7$	$5{,}6 \cdot 10^{-3}$	$7{,}6 \cdot 10^{-3}$
Au	$-7{,}1 \cdot 10^{-11}$	$4{,}54 \cdot 10^7$	$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$
Bi	$-5 \cdot 10^{-7}$ (!)	$5{,}55 \cdot 10^5$ (!)	$4{,}2 \cdot 10^{-1}$	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$
Zn	$+10 \cdot 10^{-11}$	$1{,}70 \cdot 10^7$	$-1{,}7 \cdot 10^{-3}$	—
Ca	$+6 \cdot 10^{-11}$	$1{,}37 \cdot 10^7$	$-0{,}8 \cdot 10^{-3}$	—

В § 219 мы уже вычислили значения подвижности электронов на основе газокинетической картины. Для этого мы положили плотность числа электронов N_v' равной плотности числа атомов N_v. Вычисленные в этом предположении значения подвижности электронов приведены в пятом столбце табл. 19. Для меди, серебра и золота совпадение оказывается вполне удовлетворительным. Для этих металлов мы можем довольствоваться газокинетической картиной.

Совершенно иначе обстоит дело для приведенных в качестве примеров металлов: висмута, цинка и кадмия. Для висмута газокинетическая картина дает подвижность, круглым счетом в две тысячи раз меньшую, чем вычисленная по эффекту Холла. Очевидно, в висмуте плотность числа электронов примерно в две тысячи раз меньше, чем плотность числа ионов металла. Другие опыты также подтверждают, что в висмуте мы имеем предельный случай металлической связи.

Для цинка и кадмия постоянная Холла *положительна*, т. е. эффект Холла является *аномальным*. Это означает, что в формуле (334) первый член в скобках должен быть больше второго. Следовательно, в металлах с аномальным эффектом Холла должны диффундировать и перемещаться в электрическом поле также и *положительные* заряды. Эти подвижные в кристаллической решетке положительные заряды называют *электронными вакансиями*, или *недостающими (дефектными) электронами*. Наглядное истолкование их будет дано в §§ 228 и 230.

§ 222. Схема уровней (зон) для металлической проводимости. В § 209 уже была приведена схема уровней для кристалла, который мы рассматриваем как гигантскую молекулу. В случае металлической связи заполненная и незаполненная зоны проводимости должны перекрываться (рис. 491, *а*) или зона проводимости должна быть лишь частично заполнена (рис. 491, *б*). Для перевода электронов в незаполненную зону нет необходимости в притоке энергии. Если зона проводимости заполнена больше чем на половину, то в атомистической картине заряды перемещаются не как электроны, а как *электронные вакансии* (дефектные электроны).

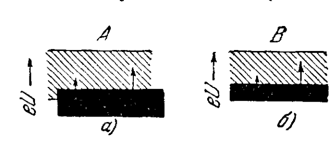


Рис. 491. Верхние энергетические уровни кристалла с металлической связью (схема).

В. ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ С ГЕТЕРОПОЛЯРНОЙ СВЯЗЬЮ

§ 223. Гетерополярная, или ионная, связь. В схеме на рис. 476 мы встречаем внизу кристаллы с гетерополярной связью, или, короче говоря, *ионные кристаллы*. Наиболее известными

представителями их являются щелочно-галоидные кристаллы. На рис. 492 показано пространственное расположение ионов в кри-

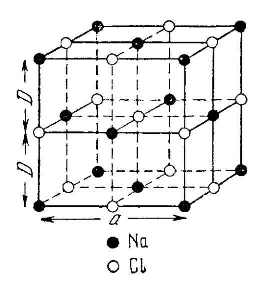


Рис. 492. Ионы Na и Cl в решетке каменной соли. Для наглядности диаметры их нарисованы слишком маленькими. Кристаллографическая постоянная решетки $a = 5{,}6 \cdot 10^{-10}$ *м*, оптическая $D = 2{,}8 \cdot 10^{-10}$ *м*.

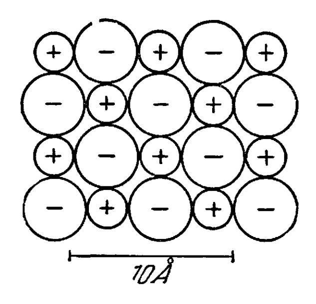


Рис. 493. Плоскостная схема решетки KBr, плоскость (100).

сталле NaCl. Плоскостное изображение на рис. 493 дает возможность лучше представить себе соотношения размеров ионов.

§ 224. Электропроводность в ионных кристаллах. Собственная и примесная проводимость. В таблице 20 приведены для начала некоторые данные об электропроводности расплавленных щелочно-галоидных соединений при температуре чуть выше точки их плавления.

Таблица 20

Удельная электропроводность расплавленных солей вблизи точки плавления

Соль	Температура плавления, °C	Молекулярный вес (*M*)	$\rho = \frac{\text{Плотность масса } M}{\text{объем } V}$, *кг/м³*	Плотность числа молекул $N_v = \rho \cdot N = \frac{\text{число молекул } n}{\text{объем } V}$, 10^{28} *м*$^{-3}$	Удельная электропроводность $\varkappa$, *ом*$^{-1}\cdot$*м*$^{-1}$	$\frac{\varkappa}{N_v}$, 10^{-26} $\frac{м^2}{ом}$
KF	850	58,1	1910	1,98	295	1,49
KCl	770	74,6	1530	1,23	224	1,82
KBr	730	119	2120	1,07	158	1,48
KJ	680	166	2450	0,89	123	1,38
AgCl	455	143,4	4850	2,04	444	2,18
AgBr	429	187,8	5580	1,78	339	1,90
AgJ	555	234,8	5590	1,43	217	1,51

N — удельное число молекул $= \frac{\text{число молекул } n}{\text{масса } M} = 6{,}02 \cdot 10^{26}$ на килимоль

Отношение $\varkappa/N_v$, т. е. вклад каждой пары ионов в электропроводность, имеет здесь те же по порядку величины значения, что и в водных растворах. Это не удивительно, так как в обоих случаях ионы протягиваются электрическим полем через жидкость.

При понижении температуры ниже точки плавления T_s соль затвердевает, и при этом ее электропроводность падает скачком: в KBr, например, она уменьшается круглым счетом в десять тысяч раз, в AgBr — в десять раз (отрезки кривых $\beta\gamma$ на рис. 494).

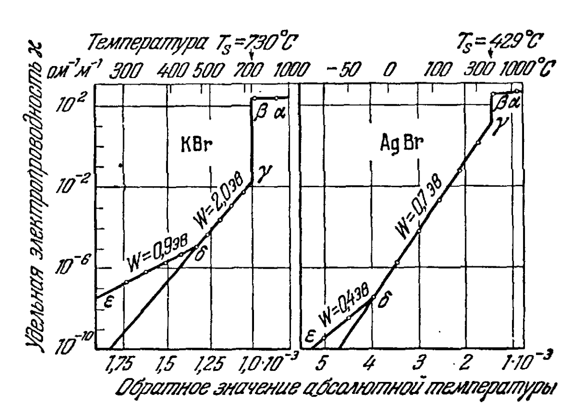


Рис. 494. Электропроводность KBr и AgBr в жидком и кристаллическом состояниях (монокристалл). Скачкообразное возрастание проводимости при затвердевании, изображаемое отрезком кривой $\beta\gamma$, отсутствует лишь у небольшого числа солей, например у CuBr и AgJ. При затвердевании этих солей наблюдается даже небольшое возрастание проводимости. Значения энергии в электрон-вольтах будут пояснены в § 226.

После этого при дальнейшем понижении температуры электропроводность уменьшается плавно (отрезки кривых $\gamma\delta$), а при низких температурах это падение электропроводности замедляется (отрезки кривых $\delta\varepsilon$).

Объяснение: при затвердевании ионы должны включиться в общую структуру кристаллической решетки (рис. 492). При этом они теряют подвижность. В кристалле KBr, который является типичным, хорошо раскалывающимся кристаллом, непосредственно ниже точки плавления это связывание ионов в фиксированных местах решетки уже заходит очень далеко; отсюда большой скачок удельной электропроводности. Напротив, кристалл AgBr еще и при комнатной температуре сохраняет пластичность и поддается прокатке. В нем даже ниже точки плавления закрепление отдельных составных частей остается еще весьма несовершенным; отсюда малая величина скачка электропроводности при затвердевании. В дальнейшем на отрезке кривой $\gamma\delta$ закрепление ионов в кристал-

лической структуре постепенно прогрессирует, и число локальных нарушений (например, незанятых мест в решетке и межрешеточных мест, обусловленных тепловым движением) по мере уменьшения температуры уменьшается. В конце концов число этих термических нарушений решетки становится меньше, чем число обычных нарушений, вызванных чужеродными атомами, механическими напряжениями и т. п. Участку кривой $\delta\varepsilon$ соответствует так называемая *примесная* электропроводность, зависящая от степени чистоты

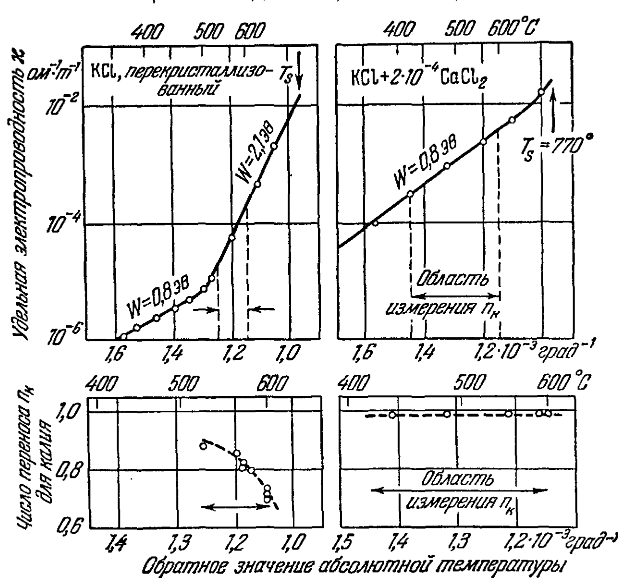


Рис. 495 и 496. К влиянию небольших примесей двухвалентных ионов Ca^{++} на возникновение примесей проводимости в кристаллах KCl и на числа переноса катионов. К сожалению, эти явления поддаются количественному изучению только в сравнительно узкой области, отмеченной стрелками. Указанные на рисунке значения энергии в электрон-вольтах будут пояснены в § 226.

кристалла и его предыстории, тогда как на участке $\gamma\delta$ мы имеем дело с характерной для данной кристаллической соли *собственной* проводимостью.

Примесная электропроводность может возникать уже при очень малом содержании чужеродных ионов. Количественный пример этого дают рис. 495 и 496. Рис. 495 относится к кристаллу KCl, который был путем многократной перекристаллизации по возможности очищен от примесей, а рис. 496 — к кристаллу KCl, в котором на 10^4 ионов калия два были замещены двувалентными ионами Ca^{++}. Даже при столь незначительной примеси уже нельзя видеть и следов собственной проводимости.

Примесь ионов Ca^{++} создает пустые места в решетке *положительных* ионов. Эти пустоты облегчают перемещение положительных ионов. Это показано в нижней части рис. 496. Здесь, в области температур, отмеченной двойной стрелкой, имеет место примесная проводимость. Для нее число переноса катионов равно приблизительно 1, т. е. практически перемещаются только положительные ионы металла. В кристалле, свободном от примесей, в отмеченном температурном интервале проводимость является собственной. Как видно из нижней части рис. 495, в этой области происходит уменьшение числа переноса катионов от 0,85 до 0,7. Это означает, что в области собственной проводимости при повышении температуры в проводимости начинают участвовать и отрицательные ионы галоидов.

При примесной проводимости вовсе нет необходимости в том, чтобы чужеродные ионы сами перемещались. Они должны только своим присутствием создать локальные нарушения кристаллической структуры. При этом они создают — так же как и повышение температуры — добавочные дефекты строения решетки, а последние обеспечивают возможность перемены мест для собственных ионов решетки.

§ 225. Защищенные электроды. В кристаллах, так же как в растворах и расплавленных солях, на электродах выделяются разрядившиеся носители, например в кристаллах KCl — калий на катоде и хлор на аноде. Там, вообще говоря, атомы исчезают в результате вторичных процессов, например испарения, реакции с электродами или с кислородом воздуха. Такие вторичные процессы можно исключить, пользуясь «защищенными» электродами. Применяют электроды из проволоки, на которую выделяющиеся атомы химически не действуют, наплавляют на эту проволоку, если нужно, стеклянное покрытие, доходящее почти до самого острия, и вплавляют электроды в кристалл на глубину в несколько миллиметров (ср. рис. 498).

§ 226. Объяснение влияния температуры на ионную проводимость. Если графически изображать зависимость ионной электропроводности $\varkappa$ от температуры в тех координатах, которыми мы пользовались на рис. 494—496, т. е. по оси ординат откладывать значения $\varkappa$ в логарифмическом масштабе, а по оси абсцисс значения $1/T$, то получаются практически прямые линии. Для каждого такого прямолинейного участка графика, очевидно, зависимость $\varkappa$ от T имеет вид

$$\varkappa = \varkappa_0 e^{-w/kT} \tag{335}$$

(k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура).

В этой формуле w есть работа. Ее значения в электрон-вольтах указаны на рис. 494—496. Эта работа аддитивно складывается по

крайней мере из двух частей: w_1 и w_2. Работа w_1 создает для иона возможность перемены места. Последняя предполагает наличие пустых мест. Для создания пустого места требуется работа w_2 (равная половине работы для нарушения упорядоченности в кристалле). В области собственной проводимости обе эти работы должны затрачиваться одновременно. Иначе обстоит дело в области примесной проводимости: при добавлении двувалентных ионов Ca^{++} уже заранее создаются в определенной концентрации пустые места. Их достаточно до тех пор, пока концентрация термически освобождаемых ионов не превышает концентрации этих пустых мест. Только после этого снова, кроме работы w_1, должна затрачиваться работа w_2 для создания новых пустых мест.

С. ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ БЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

§ 227. Электронная проводимость в прозрачных твердых телах. К числу прозрачных кристаллических ионных проводников относится также и CuJ. На рис. 476 его место находится на вертикальной диагонали схемы. Он еще обладает *ионной* проводимостью, но уже не характеризуется чисто гетерополярной связью. В 1908 г. Карл Бедекер сумел осуществить в этой прозрачной соли *электронную* проводимость. Его классический опыт показан на рис. 497.

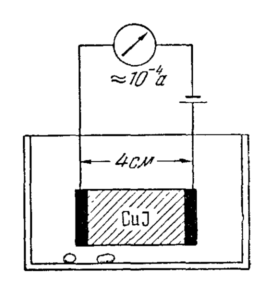


Рис. 497. Фундаментальный опыт Карла Бедекера, относящийся к электронной проводимости прозрачных кристаллов. Для получения слоя CuJ сначала на кварцевую пластинку напылялся электрод из золота, затем на него наносился тонкий слой меди и последний превращался в йодид в атмосфере йода. До начала опыта слой CuJ нагревался в электрической печи до 110° С в течение примерно 20 *мин*, чтобы испарились возможные избыточные атомы йода.

CuJ представляет собой тонкий прозрачный слой, лежащий на стеклянной подложке. С помощью двух электродов его включают в цепь, содержащую источник тока и гальванометр с малым временем установки (<1 *сек*). Слой кристалла обладает слабой электролитической проводимостью. За этим следует сам опыт. Снизу на слой надвигают большой стеклянный сосуд, на дне которого лежит несколько зерен йода; воздух в сосуде содержит, следовательно, пары йода при небольшом парциальном давлении около 0,2 *тор*. В течение доли секунды ток возрастает на несколько порядков величины. Это объясняется диффузией в кристалл стехиометрически избыточного йода. Добавочная электропроводность носит электронный характер, как было установлено Бедекером по эффекту Холла. Его установка точно соответствовала схеме опыта на рис. 491. Он получил для постоянной Холла тот же знак, что и для цинка.

Бедекер говорил совершенно ясно об искусственной металлической проводимости, которую можно регулировать по желанию, меняя концентрацию йода.

§ 228. Электронная проводимость, создаваемая термически в ионных кристаллах. Явления, характерные для электронной проводимости в кристаллах без металлической связи, нельзя исследовать на кристаллах одного какого-нибудь сорта. Очень удобными для этой цели оказались кристаллы щелочно-галоидных солей. На этих кристаллах можно комбинировать оптические и электрические наблюдения. Особым их преимуществом является то, что в них очень легко сделать видимыми области с избыточными электронами и области с недостающими электронными местами (электронными дефектами).

I. *n*-проводимость, обусловленная избыточными электронами

Кристалл KJ нагревается в горячих парах калия. При этом в нем образуется стехиометрический избыток калия. Кристалл остается прозрачным, но приобретает фиолетовую окраску, обусловленную колоколообразной кривой абсорбции («Оптика», рис. 536). Центры, ответственные за это поглощение, называются *центрами окраски.*

Точно такую же окраску или такие же центры окраски можно создать электрическим путем. Снабжают кристалл «защищенным» электродом (§ 225) и создают в нем при температуре около

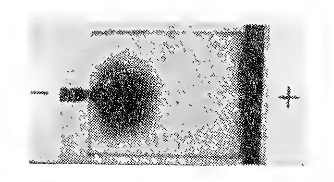


Рис. 498. При *n*-проводимости в кристалле KCl перемещаются отрицательные заряды. При этом область *n*-проводимости приобретает фиолетовую окраску; см. также рис. 543.

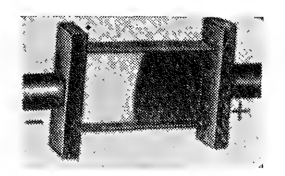


Рис. 499. При *n*-проводимости отрицательные заряды выходят из кристалла. Уходящие вправо электроны не замещаются новыми электронами из катода. Поэтому место фиолетовой области с *n*-проводимостью постепенно занимает прозрачный кусок кристалла, обладающий только электролитической проводимостью.

500° C электрическое поле. При этом можно видеть фиолетовое облако, исходящее из катода и перемещающееся внутрь кристалла (рис. 498).

Объяснение этих явлений, не связанное с какой-нибудь специальной картиной, таково: из катода внутрь кристалла перемещаются избыточные, не принадлежащие к кристаллической решетке *отрицательные* заряды, вытесняющие при этом отрицатель-

ные ионы галоидов с эквивалентным зарядом. Эти отрицательные заряды, соединяясь с положительными K-ионами решетки, создают нейтральные образования, в простейшем представлении — атомы калия.

Очень большое впечатление производит также опыт обесцвечивания кристалла, т. е. вытеснения из него облака центров окраски. На рис. 499 показан кристалл KCl, помещенный между двумя *незащищенными* электродами. Кристалл был по всей своей толще окрашен в парах калия.

II. *p*-проводимость, обусловленная электронными вакансиями (электронными дефектами)

Кристалл KJ нагревается в парах йода. При этом он приобретает стехиометрический избыток йода. Кристалл остается прозрачным, но приобретает коричневую окраску. Совершенно такую же окраску можно создать и электрическим путем: из защищенного *анода* внутрь кристалла распространяется коричневое облако (рис. 500). Спектр абсорбции, обусловливающей эту окраску, имеет два максимума.

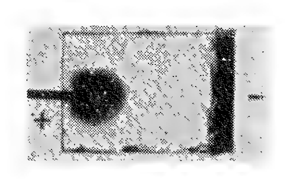


Рис. 500. При *p*-проводимости положительные заряды входят в кристалл KJ. Область *p*-проводимости становится при этом заметной по коричневой окраске (1935 г.).

Эти явления допускают следующее объяснение, не связанное с какой-нибудь специальной картиной: из анода внутрь кристалла перемещаются избыточные, не принадлежащие нормальной кристаллической решетке *положительные* заряды, которые вытесняют при этом положительные K-ионы с эквивалентным зарядом. Эти положительные заряды, соединяясь с отрицательными ионами йода, создают нейтральные образования, в простейшем представлении — нейтральный йод.

В случае *n*-проводимости можно, пользуясь атомистической картиной, представлять себе отрицательные заряды в виде электронов. Это — отрицательные элементарные заряды с положительной массой. В случае же *p*-проводимости речь идет отнюдь не о позитронах, т. е. положительных электронных зарядах с положительной массой. Длительность жизни позитронов в кристалле необычайно мала. В кристаллах положительные заряды могут существовать и перемещаться только в виде электронных вакансий (электронных дефектов). В § 230а мы покажем, как это происходит [1]).

[1]) В русской литературе эти положительные заряды, обусловленные *недостачей* электронов, часто называются «дырками». В соответствии с этим *n*- и *p*-проводимость часто называют *электронной* и *дырочной* проводимостью соответственно. — *Прим. перев.*

§ 229. Гомеополярная, или валентная, связь. В верхней части схемы на рис. 476 указан предельный случай кристаллов с гомеополярной связью. На рис. 501 в качестве типичного примера таких кристаллов показана решетка алмаза. Каждый из атомов четырехвалентного углерода, изображенных зачерненными кружками, симметрично окружен четырьмя атомами, изображенными

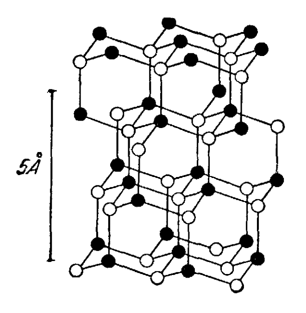


Рис. 501. Гомеополярная, или валентная, связь в решетке алмаза.

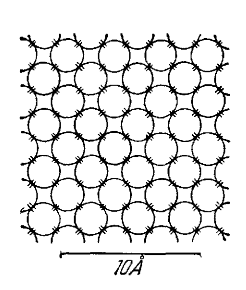


Рис. 502. То же в плоскостном изображении.

в виде белых кружков, и соответственно каждый из белых кружков окружен четырьмя черными соседями. В плоскостной схеме (рис. 502) изображающие валентные связи штрихи, которые в пространстве расположены по ребрам тетраэдра, спроектированы в одну плоскость.

Такого рода «валентные кристаллы» имеют на глаз очень разнообразный вид. Чистый алмаз поглощает только излучение с длинами волн $\lambda < 220$ *ммк*, т. е. прозрачен вплоть до далекого ультрафиолета («Оптика», рис. 532). Соединение фосфид галлия начинает поглощать уже в желтой части спектра. Неискушенный наблюдатель принял бы брусок из кремния или германия за кусок блестящего металла. Ничто не указало бы глазу на то, что брусок толщиной в несколько сантиметров прозрачен в обширной инфракрасной области для длин волн $\lambda > 3$ *мк* («Оптика», § 129 и рис. 378, *а*). Подчеркнем еще раз: установить, имеет ли место металлическая связь, можно не на глаз, а только с помощью измерений абсорбции в инфракрасной части спектра.

§ 230. Собственная и примесная проводимость в валентных кристаллах. Полупроводники. Полупроводники — это практически собирательное название для обширного класса веществ. Им пользуются для обозначения кристаллов без металлической связи, в которых термически создаваемая электропроводность имеет электронный характер, т. е. не связана с переносом вещества. Электропроводность валентных кристаллов обнаруживает далеко идущий параллелизм с ионной проводимостью в кристаллах с гетеро-

полярной связью. На рис. 503 для начала представлены результаты измерений, выполненных на Si, являющемся технически очень важным полупроводником. Кривые *2* и *3* сразу дают возможность различить *собственную* проводимость (*2*) и *примесную* проводимость (*3*). В валентных кристаллах, так же как и в ионных, несмотря на самую тщательную очистку, всегда еще остаются нарушения решетки неизвестного происхождения (*3*).

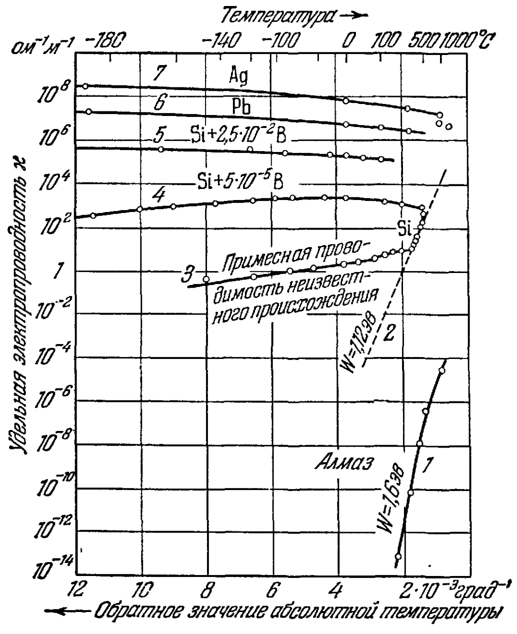


Рис. 503. К влиянию температуры на удельную электропроводность. Кривые *1*—*5* относятся к кристаллам с валентной связью, кривые *6* и *7* — к кристаллам с металлической связью. Кривые для Ag и Pb ограничивают область значений удельной электропроводности, которые имеют чистые металлы. На кривой для Ag нужно обратить внимание на скачкообразное уменьшение электропроводности в точке плавления.

На кривых *4* и *5* примесная проводимость была значительно повышена небольшими, но известными добавками трехвалентного бора к четырехвалентному кремнию. Содержание бора, определяемое отношением числа атомов бора к числу атомов кремния, указано на кривых. На кривой *4* один атом бора приходится на $2 \cdot 10^4$ атомов кремния, на кривой *5* — один атом B приходится на 40 атомов Si. Даже и эта концентрация примеси еще очень мала, и тем не менее на кривой *5* зависимость электропроводности от температуры практически такая же, как в случае чистых металлов! Кривая *6* соответствует свинцу, а кривая *7* — серебру.

Объяснение: согласно газокинетической картине, в металлах плотность числа свободных (избыточных и недостающих) электронов постоянна и практически равна плотности числа атомов. Убывание удельной проводимости с ростом температуры обусловлено убыванием подвижности электронов (§ 219). Напротив, в свободных от примесей *полупроводниках* плотность числа могущих перемещаться электронов при низкой температуре исчезающе мала. По мере возрастания температуры она сначала растет экспоненциально. Добавки увеличивают удельную электропроводность.

Вначале эта примесная электропроводность растет с температурой экспоненциально (кривая *3*). В дальнейшем плотность числа становящихся подвижными под влиянием теплового движения избыточных или недостающих электронов и (неподвижных) ионов другого знака сравнивается с плотностью числа примесных частиц. С этого момента при возрастании температуры происходит только убывание подвижности электронов, и потому удельная примесная электропроводность проходит через максимум. На кривой *4* этот максимум лежит при —50° С, на кривой *5* его следовало бы искать влево, за границами рисунка. После этого следует рассмотреть таблицу 21.

Таблица 21

№ кривой	Источник электронов	Плотность числа атомов N_v, $м^{-3}$	При 20° С: Вклад атома в удельную электропроводность $(\varkappa/N_v)$, $10^{-22} \frac{м}{ом \cdot м}$	При 20° С: Подвижность электронов $v = \frac{\varkappa/N_v}{e}$, $10^{-3} \frac{м/сек}{в/м}$
4	B, добавленный к Si	$2{,}7 \cdot 10^{24}$	8	5
5	B, добавленный к Si	$1{,}3 \cdot 10^{27}$	3	2
6	чистый Pb	$3{,}3 \cdot 10^{28}$	15	1
7	чистый Ag	$5{,}9 \cdot 10^{28}$	11	7

Вклад отдельного атома бора в примесную проводимость, т. е. отношение $\varkappa/N_v$, достигает на кривой *5* практически той же величины, что и соответствующая величина для не очень хорошо проводящего чистого металла. То же относится и к подвижности электронов v, которую можно вычислить по формуле (327), стр. 426. Она сильно зависит от степени чистоты и предварительной обработки полупроводника. В кремнии были получены при комнатной температуре значения подвижности до $0{,}12 \frac{м/сек}{в/м}$, а в сплаве индия с сурьмой — до $8 \frac{м/сек}{в/м}$.

§ 230а. Возникновение *n*- и *p*-проводимости в кристаллах. Обусловленная добавками примесная электронная проводимость возникает одинаковым образом в валентных и в ионных кристаллах. В валентных кристаллах мы также должны различать *n*-проводимость, обусловленную избыточными электронами, и *p*-проводимость, обусловленную электронными вакансиями (недостающими электронами или дырками). Это пояснено на рис. 504 и 505, где в качестве примера типичной щелочно-галоидной соли выбрана

соль KJ, а в качестве примера типичного полупроводника — кремний.

На рис. 504,*а* черный кружок означает нейтральный атом. При тепловом движении он является *донором*, т. е. может временно

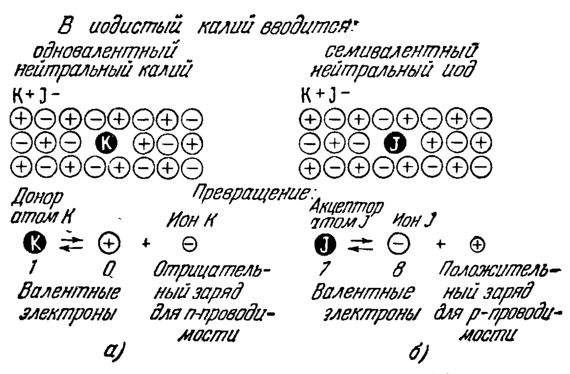


Рис. 504. К возникновению *n*-проводимости (*а*) и *p*-проводимости (*б*) в кристалле KJ*). (В ионную решетку можно ввести нейтральный атом лишь в том случае, когда недостает по крайней мере двух составных частей решетки с противоположными знаками.)

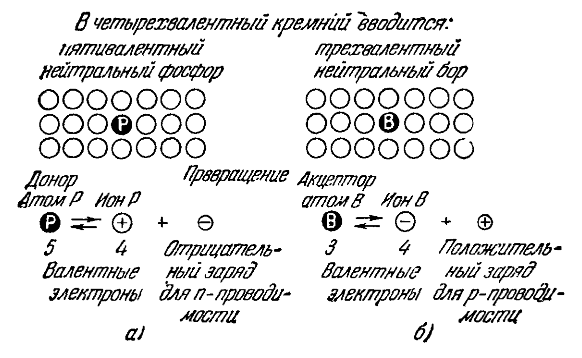


Рис. 505. К возникновению *n*-проводимости (*а*) и *p*-проводимости (*б*) в кристалле Si*). Здесь доноры (P) и акцепторы (B) закреплены на своих местах. Не имеет места добавочная ионная проводимость, необходимая для обеспечения возможности перемены их мест.

отдавать своему окружению элементарный отрицательный электрический заряд, превращаясь при этом в ион калия, как это схематически изображено в нижней части рисунка. Этот отрицательный заряд может диффундировать в электрическом поле преимущест-

*) Валентными называют электроны наружной оболочки, участвующие в химических реакциях.

венно к аноду. Это перемещение *отрицательных* зарядов, т. е. локально избыточных в решетке электронов, называется *n*-проводимостью (от слова negativ — отрицательный). Кристаллы KJ с *n*-проводимостью окрашены.

На рис. 504, *б* черный кружок означает атом йода. При тепловом движении он является *акцептором*, т. е. может временно *воспринимать* из своего окружения отрицательный элементарный заряд, превращаясь при этом в отрицательный ион йода. В окружении остается положительный элементарный заряд, т. е. электронное вакантное место (дырка). Этот положительный заряд может диффундировать и притом в электрическом поле преимущественно к катоду. Перемещение *положительных* зарядов, т. е. локальных электронных вакансий или дефектных электронов, называется *p*-проводимостью (от слова positiv — положительный). Кристаллы KJ с *p*-проводимостью имеют коричневую окраску.

На рис. 505 изображено то же для кремния, в котором добавочные нейтральные атомы фосфора служат донорами, а добавочные нейтральные атомы бора — акцепторами.

Примеси, создающие электроны или электронные вакансии, обусловливают и в полупроводниках возникновение новых полос оптического поглощения. Эти полосы лежат в инфракрасной части, т. е. там, где свободный от примесей кремний имеет широкую спектральную область прозрачности. Пример показан на рис. 506а. К сожалению, наш глаз нечувствителен в инфракрасной области. Иначе и в полупроводниках, так же как в щелочных солях, мы могли бы распознать наличие примесей по цветной окраске.

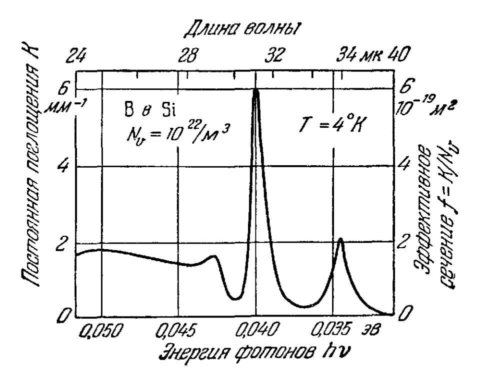


Рис. 506а. Полосы абсорбции, обусловленные добавкой бора к кремнию. Их частоты относятся друг к другу, как 0,7500 : 0,8889 : 0,9375, что соответствует первым членам серии Лаймана в спектре водорода, предшествующем граничному континууму («Оптика», § 151).

Механизм *собственной проводимости в беспримесных щелочных солях и полупроводниках различен*. Хотя в обоих случаях решающее значение имеет тепловое движение, однако в беспримесных щелочных солях перемещаются только положительные и отрицательные ионы, а в беспримесных полупроводниках — только избыточные электроны и электронные вакантные места (дырки). В ионных кристаллах *числа переноса* показывают нам, чья подвижность больше — отрицательных или положительных ионов. В полупроводниках мы можем судить *по знаку*

постоянной Холла о том, обладают ли большей подвижностью электроны или электронные вакансии.

Рассмотренные здесь свойства кремния являются типичными для всех веществ, которые мы называем *полупроводниками*. К ним принадлежат среди других сульфид кадмия, германий, сплав индия с сурьмой, а также алмаз. Немногие известные данные о его удельной электропроводности приведены на кривой *1* рис. 503. Речь идет здесь, несомненно, о примесной проводимости.

В ионных кристаллах включение нейтральных атомов в качестве доноров и акцепторов для получения примесной электронной проводимости представляет собой предельный случай. Вместо нейтральных атомов в ионных кристаллах можно применять и ионы, которые отличаются от ионов решетки только своей *валентностью*. Можно, например, заменить в ионной решетке NiO некоторое число ионов Ni^{++} ионами Ni^{+++} (и для сохранения нейтральности такое же число ионов Ni^{++} заменить ионами Li^{+}). Ионы Ni^{+++} функционируют, как акцепторы, и превращают NiO в *валентный полупроводник* с *p*-проводимостью. Уравнение соответствующей реакции пояснено наглядно на рис. 506б.

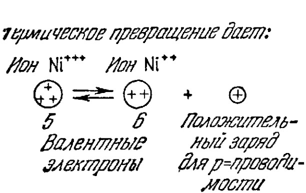


Рис. 506б. К возникновению *p*-проводимости в NiO.

В заключение сделаем еще одно замечание. Если бы мы хотели описать процессы *n*- и *p*-проводимости как процессы диффузии *корпус улярных* зарядов, то нужно было бы иметь в виду следующее: внутри кристалла заряды перемещаются под действием электрического поля совершенно иначе, чем в вакууме. Под влиянием окружения решетки может даже случиться, что отрицательные заряды будут перемещаться к катоду, а положительные — к аноду. Ср. сказанное на стр. 419 и прежде всего опыт, описанный в конце § 47 «Механики». Там мы должны были формально приписать «непослушной» катушке кажущуюся отрицательную массу, отличающуюся от истинной массы не только по знаку, но и по величине.

§ 231. Оптический путь создания электрических токов в кристаллах без металлической связи (внутренний фотоэлектрический эффект). В беспримесных щелочно-галоидных кристаллах собственная проводимость является число *электролитической*, а в полупроводниках — чисто *электронной*, т. е. происходящей без транспорта вещества. Между обоими этими предельными случаями существуют многочисленные переходные случаи. В соответствии с этим процессы проводимости могут протекать весьма разнообразно, особенно если к ним присоединяется и примесная проводимость.

Укажем только один пример. Галогениды Ag и Tl с примесями (кристаллофосфóры) при низкой температуре остаются *после* освещения *электронными* проводниками, через которые проходят стационарные токи. Только после нагревания в них можно обнаружить первоначальную электролитическую проводимость, которая на несколько порядков меньше (1935 г.).

Мы должны остановиться лишь на нескольких особенно ясных примерах, в которых возникновение способных перемещаться зарядов осуществляется вместе с термическим путем или наряду с ним также и оптическими средствами [1]).

С помощью освещения можно создавать токи во всех кристаллах, оптический показатель преломления которых n больше двух уже в области прозрачности, т. е. до начала собственной абсорбции (1921 г.). Несколько примеров приведено в таблице 22. В упрощенной картине заполнения пространства (§ 116) это положение означает следующее: электронная проводимость может возникать в беспримесных кристаллах без металлической связи во всех тех случаях, когда заполнение пространства $\frac{v'}{v} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} > 0{,}5$.

Таблица 22

Кристалл	Длинноволновая граница собственного поглощения, *мк*	Показатель преломления в области прозрачности
AgCl	0,4	2,05
Алмаз	0,23	2,4
ZnS	0,35	2,4
AgBr	0,5	2,3
TlBr	0,6	2,3
Si	1,1	3,4
Ge	1,7	4,0
InSb	7,4	4,1

Иначе говоря, объем каждого из «кирпичиков» решетки v' должен в среднем больше, чем на половину заполнять предоставленный ему в решетке объем v.

Если в указанной области показатель преломления меньше двух, т. е. заполнение пространства меньше ½, то поглощение света в основном веществе уже оказывается недостаточным, и необходимо встраивать в кристалл соответствующие примеси. В щелочно-галоидных кристаллах, например, для которых $n \approx 1{,}5$ и заполнение пространства $< 0{,}3$, необходимо создавать центры окраски, чтобы свет, поглощенный в примесях, мог произвести нужное действие.

---

[1]) Повышение электропроводности при освещении было впервые обнаружено на селене [Willoughby Smith, Nature 7, 703 (1873)].

§ 232. Нестационарные первичные фотоэлектрические токи. При температурах ниже комнатной собственная проводимость многих кристаллов, не имеющих металлической связи, очень мала. При этом создаваемые оптическим путем электронные токи не могут уже быть уравновешены остающимися зарядами противоположного знака с помощью имеющейся налицо проводимости. Из этого следуют два условия:

Первое: Мы измеряем заряд только тех электронов или электронных вакантных мест, которые приобрели подвижность *внутри* кристалла под действием освещения. Измеряется только *первичный фотоэлектрический ток*, в котором не участвуют *вторичные* электроны и электронные дефекты, переходящие в кристалл из электродов.

Второе: Остаточные заряды обусловливают изменение поля, и токи становятся нестационарными. Можно в значительной мере исключить эту помеху, если ограничиться небольшими плотностями числа поглощенных световых квантов. С помощью такого приема произведены, например, исследования, описанные в § 249 «Оптики». Дополнительно в таблице 23 приведены некоторые значения длин пробегов, на которые даже и в изолирующих кристаллах

Таблица 23

Кристалл	Измеренное значение пробега $w = v\mathfrak{E}\tau$ при $\mathfrak{E} = 500$ *в/мм*	Температура, °C	Примечания
NaCl	5 *мк*	−150	Концентрация центров окраски в кристаллах $N_v = 10^{22}/м^3$. Центры окраски действуют не только как доноры электронов, но и как ловушки («Оптика», § 248)
KCl	1,3 *мк*		
KBr	0,8 *мк*		
AgCl	8—20 *мм*	−170	После исключения электронных ловушек путем предварительного освещения
AgBr	1,8 *мм*	−185	
TlBr	11 *мм*	−70	
ZnS	2 *мм*	+20	После оптической проверки особой чистоты материала
Алмаз	≈0,5 *мм*		

могут смещаться оптически отделенные электроны, прежде чем их число уменьшится до доли в 37% в результате их захвата на электронных ловушках.

Это определение указывает и на путь измерения этого пробега (Schubweg). Самый наглядный способ такого измерения заключается в освещении изолирующего кристалла световым зондом (рис. 509).

Для пробега w мы имеем выражение $w = v\mathfrak{E}\tau$, где v — подвижность электрона, τ — время его жизни и $\mathfrak{E}$ — напряженность электрического поля.

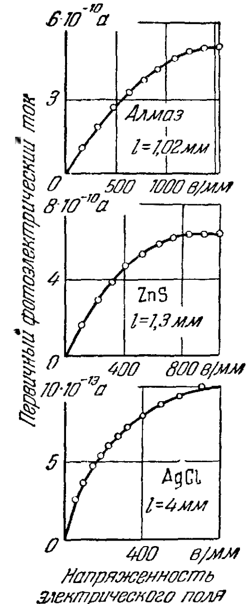


Рис. 507. **Три** примера насыщения первичного фотоэлектрического тока в изолирующих кристаллах. l — расстояние между электродами. На примере алмаза были впервые изучены электронные токи в изоляторах (1920 г.). ZnS является основой многих технически важных кристаллофосфоров. AgCl применяется в фотографии.

Когда пробег становится больше, чем расстояние между электродами, то первичный ток в изолирующем кристалле достигает насыщения. Три примера этого показаны на рис. 507.

Издавна возникал вопрос: почему изолятор изолирует? Это могло бы иметь две причины: либо в изоляторе при обычных условиях нет свободных зарядов с достаточно большой длительностью жизни, либо заряды не могут перемещаться в изоляторе. Описанные выше наблюдения, особенно на алмазе и щелочно-галоидных кристаллах, однозначно решают этот вопрос в пользу первой альтернативы.

§ 233. Стационарные фотоэлектрические токи при ионной темновой проводимости. Фотохимическим путем можно создавать в кристаллах доноры и акцепторы, при термических превращениях которых возникают электроны или электронные вакансии.

Чтобы получить избыточные электроны для n-проводимости, можно, например, воспользоваться кристаллом KBr, в котором небольшая доля (примерно 10^{-4}) ионов Br^- заменена ионами H^-. Такой смешанный кристалл KBr—KH имеет в ультрафиолете полосу поглощения с максимумом около $\lambda = 226$ *ммк* («Оптика», рис. 552). Поглощение света в этой полосе приводит к реакции $KH + h\nu = K + H$. Нейтральный водород улетучивается по внутренним поверхностям, и остаются только нейтральные атомы калия, образующие центры окраски. Последние при термическом превращении и дают избыточные электроны для n-проводимости и положительные ионы. В электрическом поле можно выгнать из кристалла центры окраски, образующие видимое облачко точно так же, как на рис. 499. При этом безупречно наблюдается ток насыщения, пример которого показан на рис. 508 слева. Речь идет здесь о первичном фотоэлектрическом токе, в котором участвуют только заряды, ставшие подвижными *внутри* кристалла в результате поглощения света (1935 г.).

Осуществить соответствующий опыт, в котором освещение создает акцепторы, дающие электронные вакансии, труднее. На рис. 508, в правой его части, показан ток насыщения для такого случая.

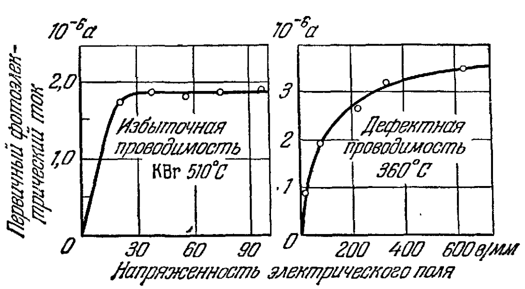


Рис. 508. Ток насыщения в кристаллах, в которых доноры и акцепторы созданы фотохимическим путем. Слева расстояние между электродами $l=11$ *мм* и применялся тонкий световой зонд, освещающий середину кристалла. Справа $l=3$ *мм* и кристалл освещался по всей своей длине. Слева доноры, дающие избыточные электроны, создавались фотохимическим разложением KH в смешанном кристалле KBr—KH. Справа акцепторы, дающие электронные дефекты, создавались фотохимическим разложением точно не известных молекул: их получали действием горячих паров брома на KNO_3, содержавшийся в кристалле KBr в виде разбавленного твердого раствора.

В опыте, изображаемом на рис. 509, первичный ток создается с помощью *светового зонда*, т. е. способные перемещаться электроны возникают только в ограниченном участке длины кристалла. Пусть при этом N есть число квантов, поглощаемых за время t, e — элементарный заряд, ηN — число возникающих центров окраски, т. е. η — фотохимический квантовый выход. Тогда ток насыщения, создаваемый светом, определяется соотношением

$$I_p = \frac{\eta N e}{t}\frac{x}{l}. \qquad (336)$$

Этот ток, следовательно, пропор-

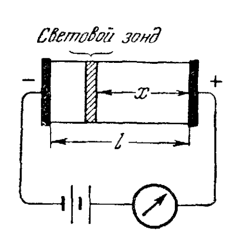


Рис. 509. К первичному фотоэлектрическому току при локальном возникновении («инъекции») способных перемещаться электронов.

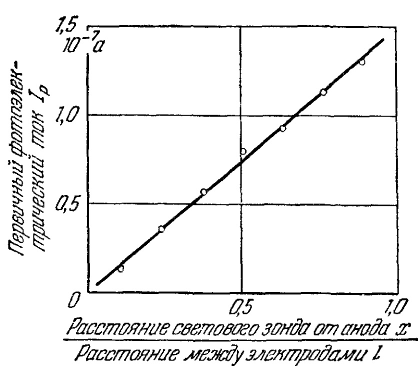


Рис. 510. Зависимость первичного фотоэлектрического тока от места освещения кристалла световым зондом (1935 г.).

ционален расстоянию x светового зонда от анода. На рис. 510 показаны результаты соответствующего ряда измерений.

Эту зависимость значения насыщения первичного тока от положения светового зонда легко понять, если воспользоваться

условиями опыта, описанными в § 232. Там речь шла о нестационарных токах, при которых, например, электроны достигают анода, а остающиеся положительные заряды неподвижны. Для этого случая формула (336) представляет собой только простое преобразование основного соотношения (51) на стр. 101 $\left(q=\eta Ne \text{ и } u=\frac{x}{t}\right)$. В этом параграфе и на рис. 510 речь идет о стационарных токах насыщения. Для них формула (336) сначала кажется удивительной. Нетрудно, однако, сделать ее понятной и для этого случая.

Представим себе (на рис. 509) кристалл KBr с примесью KH и положим, что освещение является прерывистым. Тогда каждый раз в области светового зонда возникает содержащий доноры синий слой с добавочной электронной проводимостью. Этот хорошо проводящий слой заключен между двумя прозрачными, плохо проводящими слоями. Этот слой перемещается к аноду и увеличивает ток до тех пор, пока он еще включен в кристалл, т. е. пока он не исчез в аноде. Время этого перемещения t пропорционально пути x; следовательно, то же относится и к заряду It, который протекает через амперметр в результате перемещения ηN электронов.

Формула (336) очень удобна для измерения квантового выхода фотохимической реакции η. Она применима только до тех пор, пока в темновом токе не участвуют вторичные электроны, поступающие из катода. Поэтому в этих опытах нельзя применять защищенные электроды, дающие электроны (как, например, на рис. 498). Вторичные электроны приводят к усилению тока и могут дать кажущееся возрастание квантового выхода η во много раз по сравнению с истинным (1937 г.). Сущность этого усиления проще всего понять на основе сказанного выше (см. мелкий шрифт). Окрашенные облака, обусловливающие высокую проводимость, дольше остаются в кристалле, если вторичные электроны, поступающие из катода, частично снова восстанавливают задний фронт уходящего облака центров окраски.

§ 234. Стационарные фотоэлектрические токи при электронной темновой проводимости. Для краткости мы ограничимся в дальнейшем случаем проводимости с избыточными электронами.

В полупроводниках каждый уходящий электрон, ставший свободным под действием света, замещается вторичным электроном, поступающим из катода. При освещении (независимо от поля) устанавливается стационарное состояние, в котором образование могущих перемещаться электронов и их связывание в реакциях потерь происходят с одинаковой частотой. В простейшем случае мы получаем в кристалле добавочный запас электронов:

$$\Delta n=\eta\frac{N}{t}\tau \text{ с зарядом } q=\eta\frac{Ne}{t}\tau \qquad (337)$$

(N — число квантов излучения, поглощаемых за время t, так что $\frac{N}{t}$ пропорционально мощности поглощаемого излучения; ηN — число электронов,

ставших подвижными, так что η — квантовый выход, τ — длительность жизни подвижных электронов).

Подстановка этих значений в основное равенство (51) § 133 дает для приращения тока под действием освещения выражение

$$\Delta I = \frac{\eta N e}{t}\frac{\tau u}{l} = \frac{\eta N e}{t}\frac{\tau v U}{l^2} \qquad (338)$$

(v — подвижность электронов, U — напряжение, l — расстояние между электродами).

Таким образом, при заданном напряжении U и заданном расстоянии между электродами l чувствительность к облучению равна

$$\frac{\text{приращение тока } \Delta I}{\text{поглощенная мощность излучения}} = \text{const} \times \tau, \qquad (339)$$

т. е. пропорциональна длительности жизни могущих перемещаться электронов, или в более общей форме длительности состояния, которое обусловливает более высокую концентрацию электронов. *Большая чувствительность к излучению существенно связана с большой инерционностью* (это относится ко всем измерительным приборам, предназначенным для обнаружения излучения).

Длительность жизни τ не является константой, характеризующей данное вещество. Она зависит среди прочих условий и от состояния поверхности кристалла (от того, отполирована она или шероховата). Для длительности жизни τ поверхность кристалла играет такую же роль, какую играют стеклянные стенки разрядной трубки в процессе «рекомбинации» зарядов различных знаков, ограничивающем длительность их жизни («Оптика», конец § 168).

В формуле (338) $\tau u = w$ есть направленная к аноду компонента пути, который могут пройти в кристалле за время τ электроны или вакантные места. Большей частью этот пробег в полупроводниках значительно больше, чем расстояние между электродами l.

§ 235. Схема энергетических уровней для описания электронной проводимости в кристаллах без металлической связи. Экспериментальные факты, о которых мы говорили в §§ 228—234, можно качественно объединить в простой схеме уровней. Достаточно взять из общей схемы (рис. 475) одну полностью занятую полосу или зону — черную и одну незанятую — заштрихованную (рис. 511а — 511в). Каждую полосу нужно представлять себе состоящей из очень тесно примыкающих друг к другу отдельных уровней, число которых равно числу электронов во всем кристалле.

Рис. 511а соответствует изолятору: все уровни нижней полосы заняты электронами, и потому никакое изменение мест этих электронов невозможно. Разность значений энергии $\Delta W_{\text{мин}}$ велика. Приток тепловой или световой энергии недостаточен для того,

чтобы на время перебросить электроны на *свободные* уровни верхней полосы и тем сделать их на время подвижными. Пример: кристаллы с небольшим показателем преломления, например щелочно-галоидные кристаллы при низкой температуре.

На рис. 511б показана та же схема, но с некоторым добавлением: в ней горизонтальная ось рассматривается как координата

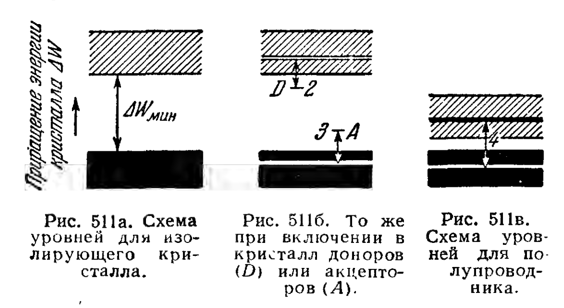


Рис. 511а. Схема уровней для изолирующего кристалла.

Рис. 511б. То же при включении в кристалл доноров (*D*) или акцепторов (*A*).

Рис. 511в. Схема уровней для полупроводника.

положения и показаны два *локально ограниченных* уровня. Один из них, отмеченный буквой *D*, соответствует донору (например, атому K в KJ), другой, отмеченный буквой *A*, соответствует акцептору (например, атому J в KJ). Теперь уже *малой* порции энергии достаточно, чтобы сделать электрон на время подвижным. Переход *2* дает электрон, который будет подвижен до истечения времени τ, когда тот же переход произойдет в обратном направлении; переход *3* дает соответственно подвижный электронный дефект (дырку). (Само собой разумеется, что на схеме занятый уровень наверху и свободный внизу начерчены слишком толстыми.)

Рис. 511в снова относится к беспримесному кристаллу, но на этот раз расстояние между полосами мало. Под влиянием света или тепла становятся возможными переходы *4*. До того как они произойдут в обратном направлении, т. е. в течение времени τ, эти переходы создают одновременно подвижный электрон и подвижную электронную вакансию (дырку). Примеры: термический подвод энергии для собственной проводимости в кристаллах с большим показателем преломления при комнатной температуре, например в кремнии или германии, оптический подвод энергии в кристаллах AgCl, в которых поглощение света при низкой температуре происходит в основной решетке, а не на примесях (рис. 507).

§ 235а. Заключение. Электронная проводимость в кристаллах является в настоящее время предметом бесчисленных исследовательских работ. Это связано с очень важными применениями кристаллов с большим показателем преломления (например, кремния, германия и соединений III—V групп, вроде InSb) для

технических целей (примеры в гл. XXVII). Исследования, выполненные в технических исследовательских учреждениях, создали обширную специальную литературу, которая делает нелегким делом включение новых технически важных результатов в рамки ранее известных фактов. Электронная проводимость кристаллов без металлической связи остается частичной проблемой обширной области, к которой относятся также явления фосфоресценции и фотохимические процессы в кристаллах. При низких температурах в кристаллах могут стабилизоваться бесчисленные состояния, которые обычно ускользают от наблюдения в силу малой длительности их жизни (ср. §§ 245—255 «Оптики»). Комбинирование оптических и электрических наблюдений становится при исследовании этих явлений столь же необходимым, сколь и привлечение магнитных методов исследования, применяемых в последнее время с все возрастающим успехом.

XXVI. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ДВУХ ВЕЩЕСТВ

§ 236. Предварительное замечание. При соприкосновении двух различных веществ между соприкасающимися поверхностями или внутри пограничного слоя всегда возникают электрические поля Эти поля дважды сыграли очень важную роль в развитии учения об электричестве: впервые тогда, когда «электризация трением» дала возможность открыть электрические явления, и второй раз при открытии химических источников тока или элементов. В новейшее время они снова приобретают важное значение при разработке теории полупроводников и развитии их технических применений (гл. XXVII). Полупроводники дали также возможность понять, по крайней мере в наиболее простых случаях, серьезность этих процессов.

§ 237. Электризация трением двух твердых тел. Двойной слой. Контактное напряжение. Основной опыт мы уже описали на стр. 36 (рис. 41). На основе рис. 512 его можно истолковать следующим образом. Два различных тела A (рука) и B (волосы)

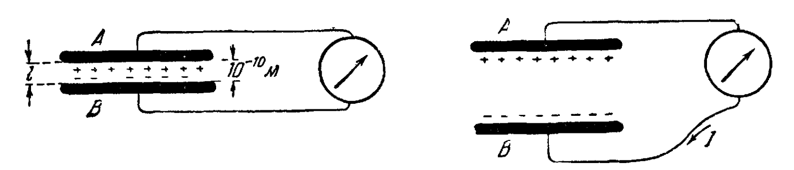


Рис 512 К объяснению электризации трением

соединены проводами с каким-нибудь прибором для измерения тока. Слева эти тела сближены до молекулярных расстояний l, т. е. до расстояний порядка 10^{-10} *м* (Конечно, такое сближение возможно лишь в отдельных точках.) При этом одно из этих тел, например A, отдает электроны другому телу B, которое каким-то образом накопляет их на своей поверхности. Так возникает в пограничном слое электрическое поле с очень короткими линиями. Его называют *двойным слоем*, а напряжение, возникающее в нем — *контактным напряжением*. Порядок величины этого напряжения можно оценить в несколько вольт, точные методы его измерения

еще неизвестны. При возникновении двойного слоя во всей проводящей цепи электрические заряды $+q$ и $-q$ смещаются друг относительно друга лишь на очень малый отрезок l, и потому прибор не дает заметной реакции. Иначе обстоит дело в правой части рис. 512: рука скользит по волосам, линии поля растягиваются, напряжение между A и B достигает очень высоких значений, и конденсатор, состоящий из тел A и B, разряжается через прибор, измеряющий ток. Баллистическое отклонение последнего обнаруживает импульс тока, потому что на этот раз заряды $+q$ и $-q$ до своего воссоединения проходят по всей проводящей цепи.

Этот опыт можно выполнить с любыми телами A и B. Оба они могут быть изоляторами (ср. § 18) или одно из них может быть металлом. Нельзя только, чтобы оба тела были проводящими. Причину этого ограничения понять нетрудно: сколь бы технически гладкими ни были поверхности тел, разделение их никогда не происходит сразу во всех точках. Неизбежные мельчайшие выпуклости образуют мостики, которые обрываются позже. В проводниках имеются подвижные атомы электричества, которые могут при разделении двух проводников использовать эти мостики и не должны пройти через прибор для измерения тока.

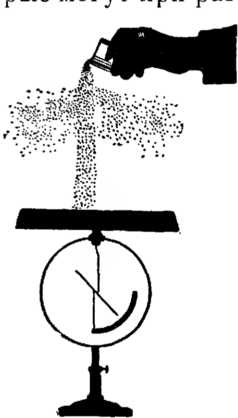


Рис. 513. Вес как электроразделительная сила. В случае надобности можно использовать струю воздуха от вентилятора.

В демонстрационных опытах часто заменяют прибор для измерения тока статическим вольтметром, например двухнитным (рис 514). При этом после разделения тел, или растяжения линий поля, мы обнаруживаем высокое напряжение. Можно «сцарапать» с куска жести несколько электронов сухим ногтем или «стереть» с куска алюминия несколько электронов полой пиджака. Эти опыты производят большое впечатление в силу своей простоты.

Очень поучителен также опыт, изображенный на рис. 513. Здесь из металлического сосуда высыпается в металлическую чашку смесь мельчайшей свинцовой дроби с легким порошком серы. При контакте свинец заряжается отрицательно, а сера — положительно. Металлическая чашка соединяется со статическим стрелочным вольтметром. В эту чашку падают тяжелые заряженные свинцовые дробинки, а сверху образуется облако заряженной серной пыли. Даже при небольшой высоте падения легко получить в этом опыте напряжения в тысячи вольт. Здесь сила тяжести действует, как *электроразделительная сила*.

Это же она делает и при возникновении гроз (§ 159a).

Во всех этих опытах трение играет несущественную роль: с его помощью можно только привести в соприкосновение бо́льшую часть поверхности, несмотря на неизбежные механические неровности. Термин «электризация трением» оправдан только исторически.

§ 238. Контактное напряжение между твердым телом и жидкостью очень легко обнаружить, если твердое тело (например, парафин) не смачивается жидкостью (например, водой). На рис. 514,*а* показана удобная для этих целей опытная установка. При

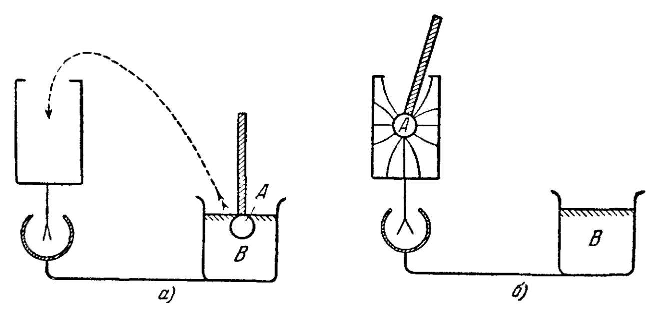


Рис 514 Обнаружение электрического поля в пограничном слое между парафином *А* и водой *В* (дистиллированная вода с незапыленной поверхностью!). Площадь пластинки примерно $2 \times 25 = 50$ *см²*. Заряд $\approx 10^{-8}$ *а·сек.*

внесении парафиновой пластинки в ящик Фарадея (рис. 514,*б*) вольтметр обнаруживает напряжение порядка 200 *в*. Ящик и вольтметр образуют конденсатор с емкостью около $4 \cdot 10^{-11}$ *ф*. Следовательно, парафиновая пластинка несла на себе заряд круглым счетом в 10^{-8}*а·сек.* Вообще говоря, вещество с бо́льшей диэлектрической постоянной заряжается положительно (правило знаков Коэна).

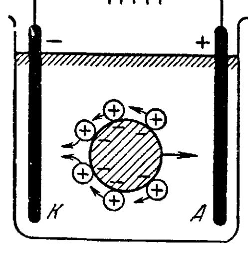


Рис. 515. Схема электрофореза.

§ 239. Контактное напряжение между твердым телом и смачивающей его жидкостью. Когда твердое тело смачивается жидкостью, то разделить их, просто вынимая тело из жидкости, нельзя. В этих случаях для обнаружения двойного слоя между телом и жидкостью применяют другой прием: *тело и жидкость используют как воочию перемещающиеся носители при несамостоятельной проводимости.* Электрический ток в этих случаях связан с весьма заметным переносом вещества. Схема опыта показана на рис. 515, где изображенное в виде шарика тело заряжено отрицательно, а часть молекул жидкости положительно. В поле тело и молекулы жидкости

перемещаются в противоположные стороны. Укажем несколько форм, в которых может быть поставлен такой опыт.

1. *Электрофорез.* Тело мелко диспергировано и суспендировано в жидкости в виде пылеобразных взвешенных частиц (коллоиды). Эти взвешенные частицы воочию перемещаются в поле. На рис. 516 применена взвесь спор ликоподия в дистиллированной воде. Электрофорез очень часто применяют для обнаружения заряда частиц и измерения напряжения U_D в окружающем их двойном слое (§ 237). Опыт показывает, что скорость частиц u пропорциональна напряженности поля между электродами $\mathfrak{E}=\frac{U}{l}$; частицы обладают, следовательно, постоянной подвижностью $v=\frac{U}{\mathfrak{E}}$, а для последней мы имеем:

$$v=\frac{2}{3}\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\eta}U_D \qquad (339^*)$$

(ε — диэлектрическая постоянная, η — вязкость жидкости, ε_0 — постоянная электростатической индукции, равная $8{,}86\cdot10^{-12}$ *а·сек/в·м*).

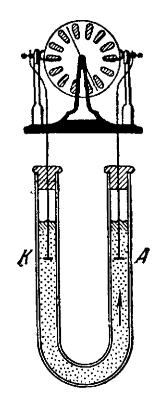


Рис. 516. Электрофорез в узкой стеклянной трубке.

Вывод формулы (339): сферическая частица радиуса r имеет в среде с диэлектрической постоянной ε емкость $C=4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r$ (формула (11) в § 27). Следовательно, при напряжении U_D она несет заряд $q=4\pi\varepsilon\varepsilon_0 rU_D$. В электрическом поле $\mathfrak{E}=\frac{U}{l}$ на нее действует сила $\mathfrak{K}=q\mathfrak{E}=4\pi\varepsilon\varepsilon_0 rU_D\,\mathfrak{E}$. В стационарном состоянии скорость частицы такова, что сопротивление трения $\eta\,6\pi ru=\mathfrak{K}$ («Механика», формула (188) в § 89). Отсюда мы получаем равенство $4\pi\varepsilon\varepsilon_0 rU_D\mathfrak{E}=\eta\,6\pi ru$, дающее для подвижности $\frac{u}{\mathfrak{E}}=v$ формулу (339*).

Вообще говоря, подвижность взвешенных частиц имеет тот же порядок величины, что и подвижность ионов в водных растворах (табл. 9), т. е. по порядку величины

$$v\approx5\cdot10^{-8}\,\frac{м/сек}{в/м}.$$

В силу этого подвижность указанных носителей заряда в первом приближении не зависит от диаметра частиц. Все они ведут себя как маленькие шарики, окруженные электрическим полем (двойным слоем) с напряжением $U_D\approx0{,}1$ *в*[1]). Это очень удивительно, так как заряд носителей возникает под действием электроразделительных сил очень различной природы. При образовании иона Na^+ отдача электрона, а при образовании иона Cl^- его присое-

[1]) В физико-химической литературе напряжение U_D обычно называется электрокинетическим потенциалом ζ или даже просто ζ-потенциалом.

динение создают более стабильную конфигурацию электронной оболочки. Пылеобразные взвешенные частицы, например коллоидные частицы благородных металлов или белка, заряжаются положительно или отрицательно в результате накопления на них ионов. В изолирующих жидкостях, наконец, в игру вступают загадочные электроразделительные силы, скрывающиеся за словом электризация трением.

Из применений электрофореза мы отметим *хроматографию на бумаге*. Капиллярная трубка, которой мы пользовались на рис. 516, заменяется здесь сетью капилляров фильтровальной бумаги. Различия в подвижности используют для разделения отдельных носителей заряда вдоль бумажной полоски. При этом локализацию отдельных веществ часто делают видимой путем химического проявления.

2. *Электроосмос.* Представим себе, что взвешенные частицы объединились в рыхлое, пористое тело, которое где-то на пути тока пересекает все его поперечное сечение и закреплено неподвижно. В этом случае становится заметным перемещение *жидкости*. Мы видим, например, на рис. 517, что положительно заряженная вода перемещается к катоду и поднимается там до более высокого уровня, чем вблизи анода.

Вместо пористой пробки можно применить капилляр длины l и с поперечным сечением $r^2\pi$. Тогда скорость жидкости

$$u = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U_D U}{\eta l}, \tag{340}$$

ток жидкости

$$i = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{r^2\pi\varepsilon\varepsilon_0 U_D U}{\eta l} \tag{341}$$

и возникающая разность давлений

$$\Delta p = \frac{8\varepsilon\varepsilon_0 U_D U}{r^2}. \tag{342}$$

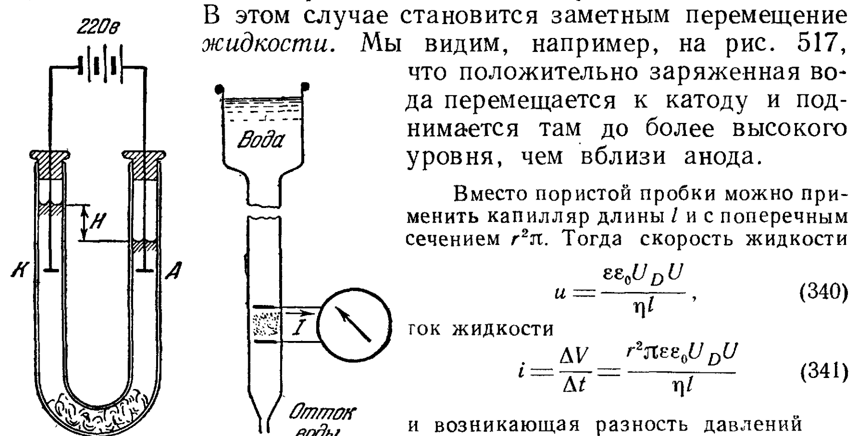


Рис. 517. Электроосмос в пробке из стеклянной ваты.

Рис. 518. Получение токов истечения. Между электродами помещена пористая стеклянная пробка.

3. *Токи истечения* (Strömungsströme). На рис. 518 показано обращение опыта, изображенного на рис. 517: вода продавливается через пористое тело. Таким образом, в этом случае электроразделительная сила имеет *механическое* происхождение. Протекающая жидкость создает электрический ток I, так называемый ток истечения.

С помощью звуковых волн можно создать в жидкости потоки переменного направления, а с их помощью — переменные электрические токи, являющиеся токами истечения (для демонстрации их нужен усилитель и электронно-лучевая трубка).

§ 240. Контактное напряжение между двумя металлами, или напряжение Гальвани. При соприкосновении двух изоляторов или *изолятора* A с *металлом* B электрическое поле в виде двойного слоя ограничено областью молекулярного соприкосновения и его непосредственным окружением (рис. 519). Возникшее в области

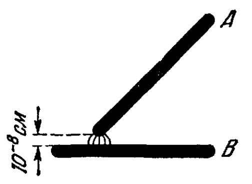


Рис. 519. Поле, возникающее при соприкосновении проводника и изолятора или двух изоляторов.

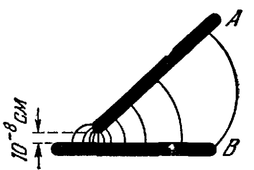
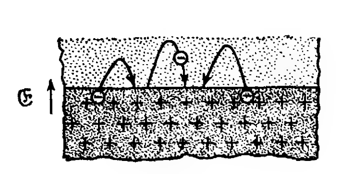


Рис. 520. Поле, возникающее при соприкосновении двух проводников.

соприкосновения поле не может распространяться в стороны, так как в изоляторе атомы электричества не обладают подвижностью. Иначе обстоит дело при соприкосновении двух металлов. Здесь переход электронов в каком-нибудь одном месте создает поле между полной поверхностью обоих этих проводников A и B (рис. 520).

Напряжение этого поля, т. е. контактное напряжение между металлами, мы до сих пор не умеем измерить. Тем не менее ему присвоено собственное имя: его называют *напряжением Гальвани*. Величину его оценивают в несколько вольт. При этом опираются на факты, которые будут описаны в следующих параграфах.

§ 241. Работа выхода электронов из металлов. Во всех экспериментах в этой главе мы наблюдали двойной слой в плоской пограничной области между двумя телами. Но двойной слой создается и там, где поверхность тела граничит с вакуумом. Это легко пояснить для случая металлической поверхности.



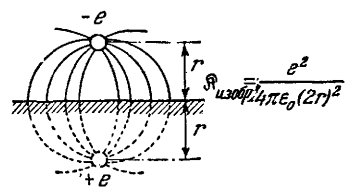


Рис. 521. Слева — возникновение двойного слоя, справа — возникновение силы зеркального изображения над поверхностью металла.

Опыт показывает, что кусок металла, предоставленный самому себе, приобретает электрический заряд, так как часть электронов испаряется из него. Однако этот заряд очень скоро достигает своего предельного значения и дальше не растет. Это объясняется рядом причин. Две из них можно легко выяснить на основе рис. 521,

представляющего собой очень грубую схему. Здесь показан кусок металла без учета атомистической структуры его поверхности. В левой части рисунка крестики означают заряды положительных ионов, а серое облако изображает отрицательный заряд электронов. Последний распространяется за пределы поверхности металла, так как электроны подобно атомам газа обладают большими скоростями. Электроны, однако, не могут уходить далеко от поверхности металла, потому что они притягиваются остающимися положительными зарядами и возвращаются обратно по параболическим траекториям. Таким образом, на поверхности металла возникает двойной слой. Напряженность электрического поля внутри него изображена на рисунке стрелкой $\mathfrak{E}$. Помимо этого притяжения со стороны положительных ионов, существует еще и другая причина, по которой электроны не могут уходить из металла. Это — так называемые *силы изображения.* Заряд, находящийся над поверхностью, индуцирует и в незаряженном металле положительный заряд, действующий так, как если бы он был локализован в оптическом изображении ушедшего заряда (рис. 521, справа).

Закон, определяющий величины сил, обусловленных двумя указанными причинами, неизвестен. Несомненно, однако, что эти силы имеют наибольшее значение в непосредственной близости к поверхности и убывают по мере удаления от нее. На расстояниях порядка нескольких диаметров молекулы силы уже становятся неизмеримо малыми. При удалении электрона должна затрачиваться работа на преодоление этих сил, стремящихся вернуть электрон обратно. Наибольшая часть этой работы затрачивается на начальном отрезке пути, меньшая — на всем дальнейшем пути. Это можно схематически изобразить с помощью очень полезного графика работы (рис. 522, справа). Здесь по оси абсцисс отложено расстояние электрона от поверхности тела, т. е. уже пройденный путь, а по оси ординат (шкала *I*) — необходимая для прохождения этого пути работа.

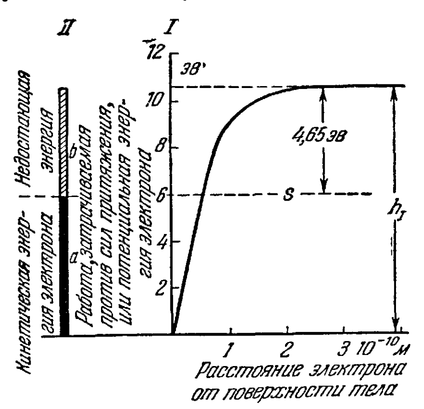


Рис. 522. К определению работы выхода для твердого тела (вольфрама)

Работу, необходимую для выхода из тела, электрон должен черпать из какого-то запаса энергии. В качестве такового мы будем для простоты рассматривать только его кинетическую энергию.

Для нее на рис. 522 слева помещена линейная вертикальная шкала *II*. Без специальных предположений оценить значение кинетической энергии невозможно, но во всяком случае при низкой температуре эта энергия недостаточна для того, чтобы электрон мог вырваться из тела. Поэтому мы изобразим максимальное значение этой энергии отрезком *a*. Тогда электрону для ухода из тела не хватает еще энергии, изображаемой отрезком *b*. В случае термической электронной эмиссии мы назвали эту работу *работой выхода* электрона (§ 153). Мы привели там и численные значения этой работы (см. табл. 12). На соответствующей кривой работы для отдельного атома отрезок *a* соответствует энергии электрона на самой внешней орбите в основном состоянии, а отрезок *b* — работе ионизации *J*.

Для *атома* цезия, например, работа $J=3{,}68$ *эв*, т. е. меньше, чем работа выхода *b* для *твердого* вольфрама. Поэтому атомы Cs, ударяющиеся в вакууме о поверхность твердого W, отдают свой внешний электрон. Атомы Cs превращаются в положительные ионы, а твердый вольфрам заряжается отрицательно.

В отдельных атомах в области *a* энергия может иметь только дискретные значения, соответствующие отдельным энергетическим уровням данного атома («Оптика», § 153). В твердом металле в принципе имеет место то же, но только отдельные энергетические уровни в области *a* расположены чрезвычайно близко друг к другу. Поэтому для многих целей можно рассматривать электроны в твердом металле как газ в решетке положительных ионов.

Скорости молекул газа статистически распределены вокруг некоторого среднего значения (рис. 523). По мере роста температуры эта максвелловская кривая распределения становится шире и максимум ее смещается в сторону бóльших значений («Механика», § 160). По современным данным, при низких температурах существует иной закон распределения, называемый распределением Ферми и графически изображающийся похожей на треугольник кривой, представленной на рис. 524 Переход от распределения Ферми к распределению Максвелла происходит так, как это показано на рисунке для температуры 1500° К.

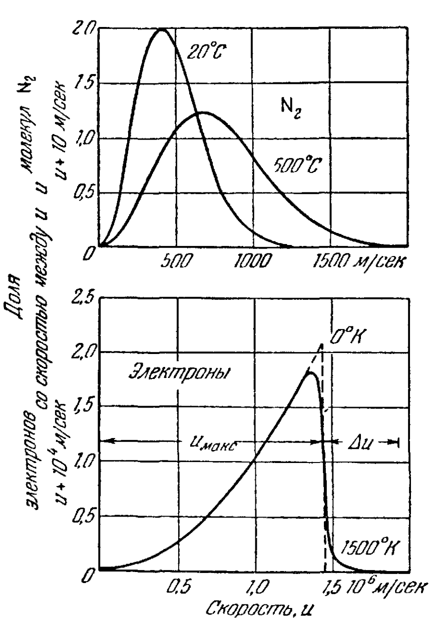


Рис 523. Максвелловское распределение скоростей молекул газа при двух различных температурах

Рис. 524 Распределение скоростей электронов по Ферми для двух низких температур (концентрация $N_v=6{,}5\ 10^{28}$ на 1 $м^3$, максимальная энергия $a=\frac{1}{2}mu^2_{макс}$ принята равной 6 *эв*) Пунктирная кривая соответствует более низкой температуре

Для электронов уже комнатные температуры следует рассматривать как «низкие» и соответственно принимать для них треугольное распределение; энергия, соответствующая максимальной скорости $u_{макс}$, обозначена на рис. 522 отрезком *a*. При температурах каления нужно принимать для электронов кривую распределения для 1500° С, показанную на рис. 524. Приращение скорости, изображаемое на рисунке отрезком Δu, дает электронам возможность совершать работу выхода *b*.

График работы [1]) и смысл понятия о работе выхода можно наглядно пояснить с помощью *механической аналогии*. Будем представлять себе электроны как стальные шарики с определенной кинетической энергией, а тело как миску или суповую тарелку. Пусть подъем углубления (край тарелки) имеет профиль, соответствующий графику работы на рис. 522. Шарики лишь очень мало поднимаются над краем заполненной ими области. Последний подъем на высоту *b* они преодолеть не могут, они поворачиваются и возвращаются обратно. Для преодоления подъема *b* и вылета за край углубления (борт тарелки) нужно увеличить кинетическую энергию стальных шариков, и притом на величину, не меньшую чем значение энергии, необходимой для подъема их на высоту *b*. Такова механическая картина.

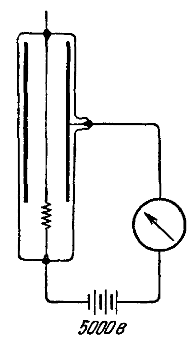


Рис. 525. При высокой напряженности поля электроны могут вырываться из металлической проволоки уже при комнатной температуре. Среднюю напряженность поля у поверхности проволоки вычисляют по формуле

$$\mathfrak{E} = \frac{u}{r} \cdot \frac{1}{\ln R/r}$$

§ 242. Изменение работы выхода под влиянием внешнего электрического поля. Опыт показывает, что при низкой температуре электроны не могут переходить из тела в вакуум. Согласно нашему объяснению, им не хватает для этого определенного запаса кинетической энергии. Эту недостающую энергию, работу выхода *b* (рис. 522), можно сообщить электрону различными способами, нагляднее всего — с помощью внешнего электрического поля.

Телу придают форму острия или тонкой проволоки. На рис. 525 показана вольфрамовая проволока с радиусом $r = 5$ *мк*, помещенная внутри полого цилиндра с высоким вакуумом. Уже при напряжении в 2000 *в* прибор обнаруживает электронный ток силой от 10^{-7} до 10^{-6} *а*. При этом *средняя* напряженность поля у поверхности проволоки равна примерно $5 \cdot 10^7$ *в/м*. На небольших шероховатостях, которые можно наблюдать с помощью электронного микроскопа, она раз в 10 больше.

Однако даже значение $\mathfrak{E} = 5 \cdot 10^8$ *в/м* еще раз в 30 меньше, чем та напряженность поля, которой мы должны были бы ожидать на основе рис. 522. Она

[1]) Этот график часто называют «кривой потенциала», хотя в учении об электричестве потенциал есть не работа, а напряжение.

еще недостаточна, чтобы на пути $S=3\cdot10^{-10}$ *м* сообщить электрону энергию $e\mathfrak{E}S=4{,}65$ *эв*. Объяснить, почему тем не менее электроны получают возможность выйти из металла, можно только на основе волновомеханической статистики («Оптика», § 231).

Обусловленное сильными электрическими полями вырывание электронов из металла можно объяснить еще и другим способом. Раньше мы говорили: внешнее поле доставляет электрону недостающую ему для выхода из тела энергию, равную работе выхода b. С таким же правом мы можем сказать: при наличии внешнего поля изменяется закон изменения силы вблизи поверхности тела. Вследствие этого мы получаем (рис. 526) вместо прежней кривой работы α новую кривую работы β. Последняя возникает как разность двух кривых работы: старой кривой работы α, дающей *потерю* электроном кинетической энергии при удалении его от поверхности тела, и кривой работы γ, которая дает *увеличение* кинетической энергии электрона вследствие его ускорения внешним электрическим полем.

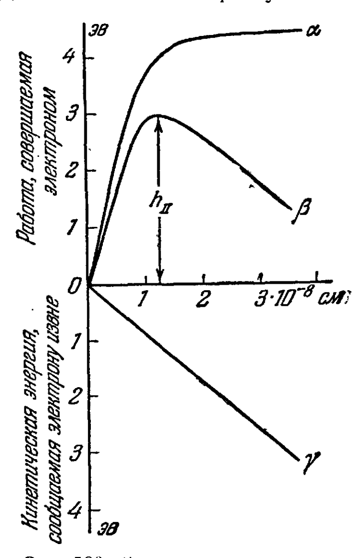


Рис. 526. Влияние внешнего электрического поля на работу выхода.

Вершина новой кривой работы лежит на меньшей высоте h_{II}, чем высота прежней вершины h_I (на рис. 522 в механической аналогии это означает, что край тарелки опустился). Работа выхода b (см. рис. 522) стала меньше и может даже обратиться в нуль.

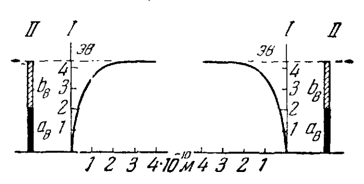


Рис. 527. Графики работы выхода для двух кусков одного и того же металла, находящихся на расстоянии около 10^{-9} *м*. Обозначения на оси ординат, как на рис. 522.

§ 243. Изменение работы выхода при приближении другого металла.

Представим себе, что поверхности двух кусков *одного и того же* металла B сближены на расстояние порядка 10^{-9} *м*. На рис. 527 показаны тождественные и зеркально-симметричные кривые работы для этих кусков металла. При этом для большей обозримости рисунка опущены надписи как на оси ординат I, так и на энергетических шкалах II. Для различных металлов значения работы a и b различны. Поэтому в дальнейшем мы будем отмечать их индексами A

и B; в наших примерах мы будем считать, что $a_A > a_B$ и $b_A > b_B$.

На рис. 528 расстояние между двумя кусками металла уменьшено до $2 \cdot 10^{-10}$ *м*. При этом сближении обе кривые слились в один порог, который ниже, чем та энергия, которой располагают электроны. Поэтому обмен электронами между обоими кусками металла B может происходить беспрепятственно.

Вследствие шероховатости обеих поверхностей сближение их на расстояния порядка 10^{-10} *м* может происходить только в отдельных локальных «мостиках». Незначительные изменения давления изменяют число этих мостиков. На этом основано действие *угольных микрофонов*.

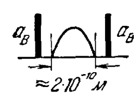


Рис. 528. Графики работы выхода для двух кусков одного и того же металла при их сближении до молекулярных расстояний ($\approx 10^{-9}$ *м*).

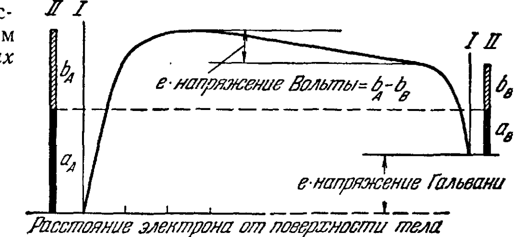


Рис. 529. К возникновению напряжений Гальвани и Вольты. Обозначения на оси ординат, как на рис. 522.

Далее мы рассмотрим картину, возникающую при сближении двух *различных* металлов (рис. 529). Слева нарисована кривая работы для металла A, справа — для металла B.

Когда на рис. 527 мы сопоставляли графики работы, мы расположили нулевые точки их ординат на одном уровне. Это было сделано из соображений симметрии. В случае двух различных металлов нужно складывать оба графика так, как это показано на рис. 529: максимальные значения кинетической энергии a, которой располагают электроны, должны лежать на одной горизонтальной прямой. При таком расположении получаются два различных значения разности работ, или — после деления на элементарный заряд — два различных значения напряжения. Одно из них — это уже знакомое нам напряжение Гальвани, другое называется напряжением Вольты. Его физическое значение будет показано в двух следующих параграфах.

§ 244. Измерение напряжения Вольты. На рис. 530 изображены две находящиеся в вакууме металлические пластинки, между которыми создается регулируемое напряжение U. В цепь включен прибор, измеряющий ток. Пусть сначала обе пластинки сделаны из вольфрама. Накаливая левую пластинку или освещая ее ультрафиолетовыми лучами, мы заставляем ее эмиттировать электроны. При $U = 0$ они, обладая кинетической энергией, могут

достигнуть правого электрода. При напряжениях $U>0$ можно электроны тормозить. При этом ток уменьшается по кривой, отмеченной на рисунке буквой W. Заменим теперь правую пластинку пластинкой из тантала. Все происходит так же, как и раньше, но кривая оказывается смещенной на 0,55 *в*. Это напряжение и представляет собой напряжение Вольты между вольфрамом и танталом, т. е. разность их работ выхода, деленную на заряд электрона. Таким образом,

напряжение Вольты $(b_W - b_{Ta})/e =$
$= 4{,}65\,в - 4{,}1\,в = 0{,}55\,в.$ (343)

Рис. 530. К измерению напряжения Вольты.

Измерения напряжения Вольты дают, следовательно, возможность измерять *разности* работ выхода b. Сами работы выхода нужно определять так, как это было описано в § 153.

§ 245. Напряжение Гальвани, термоэлектрическое напряжение и эффект Пельтье. Представим себе, что на рис. 529 расстояние между металлами A и B уменьшилось примерно до $2\cdot10^{-10}$ *м*, т. е. что металлы сплавились. Тогда нет уже больше поверхностей раздела. Работы выхода обратились в нуль, и осталось только

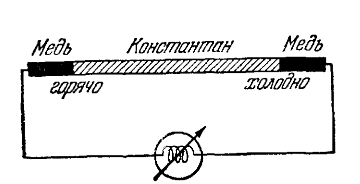


Рис. 531. К возникновению термоэлектрического напряжения. Все медные части показаны черными, включая и изображенную в виде исключения катушку измерительного прибора.

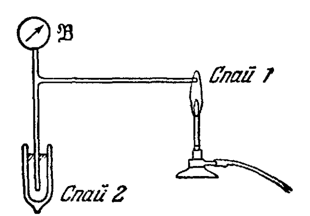


Рис. 532. Термоэлектрическое напряжение. Спай 2 находится в ледяной воде. На схеме показан двойной провод, а не трубка.

напряжение Гальвани между металлами A и B. Последнее зависит от температуры, так как кинетическая энергия электронов в различных металлах по-разному зависит от температуры. *Изменение напряжения Гальвани проявляется как термоэлектрическое напряжение.* Это схематически показано на рис. 531.

Для измерения термоэлектрического напряжения поддерживают температуру одного места соприкосновения (место сварки

или спайки) при постоянной температуре (лед или водяная баня, рис. 532). При таких измерениях получают для различных значений разности температур между теплым и холодным местами соприкосновения значения, приведенные в таблице 24.

Таблица 24

Пары металлов	Температура холодного спая 0°C. Температура горячего спая, °C: 100	500	1000	1500
	Термоэлектрическое напряжение, *мв*			
Медь — константан	4,3	27,5	—	—
Железо — константан	4,2	25,9	59,2	—
Никель — нихром	3,3	19,7	40,0	—
Платина — платинородий (10%)	0,65	4,23	9,61	15,56

Термоэлектрические напряжения очень малы; даже для очень выгодной пары медь — константан разность температур в 500° дает напряжение, равное всего лишь $27 \cdot 10^{-3}$ *в*. Тем не менее с помощью термоэлектрических напряжений легко получать токи проводимости около 100 *а*. Нужно только, учитывая закон Ома $I = \frac{U}{R}$, сделать сопротивление цепи R достаточно малым. Отношение двух малых величин может быть очень большим.

На рис. 533 дано перспективное изображение такого рода установки. Толстая U-образная медная дуга перекрыта впаянным в нее в двух местах

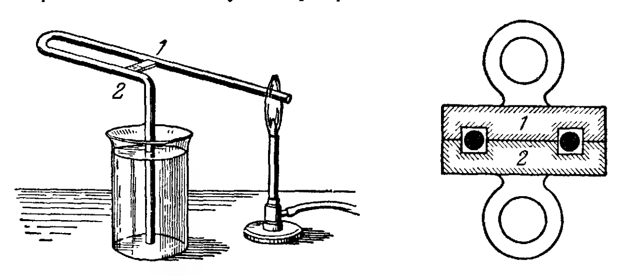


Рис. 533 и 534. К обнаружению больших токов, создаваемых термоэлектрическим напряжением.

коротким толстым бруском из константана. Место спая *1* подогревается пламенем бунзеновской горелки через выступающий конец медной дуги. Другой конец ее загнут вниз и погружен в холодную воду. Это предотвращает нагревание второго спая *2*. Для количественного обнаружения большого тока можно воспользоваться его магнитным полем. На рис. 534 показан профилирован-

ный кусок железа *1*, служащий железным сердечником для вставленной в него медной дуги, образующей единственный проволочный виток этого электромагнита. Такой же кусок железа *2* служит якорем. Вместе они могут удерживать груз в 50 *кГ*. Для электромагнита с *одним* витком проволоки это достаточно внушительный результат.

Термоэлектрические напряжения играют весьма важную роль в измерительной технике. Места спая подходящих металлов часто используются как *термоэлементы*, или *электрические термометры*. Схема такого измерения показана на рис. 532 (ср. «Оптика», рис. 7).

Очень важным с теоретической точки зрения обращением термоэлектрического процесса является так называемый *эффект Пельтье*. Заставим ток проходить через место соприкосновения двух электронных проводников в том именно направлении, в котором идет термоток. При этом имеет место охлаждение того спая, который был горячим при возникновении термотока. В настоящее время эффектом Пельтье пользуются иногда для конструирования холодильников.

§ 246. Химические источники тока. Двойные слои очень часто возникают в области соприкосновения двух веществ при участии химических превращений (элементы, аккумуляторы). Эти явления подробно рассматриваются в физической химии. Мы ограничимся лишь наиболее важными фактами.

Всякое сочетание металлических и электролитических проводников, несимметричное относительно границ раздела металл — электролит, может служить источником тока. Съем тока приводит к химическим превращениям. Простейшим превращением является выравнивание концентраций в двух растворах одной и той же соли, имевших первоначально различные концентрации. На рис. 535 показан пример такого концентрационного элемента. Здесь проволочная дуга образует с двумя одинаковыми электролитами цепь, состоящую из трех проводников. Оба электролита разделены пористой перегородкой из обожженной глины и т. п. Эта стенка препятствует смешиванию обеих жидкостей.

Во всех элементах, имеющих практическое значение, применяют электроды из различных металлов. Примером может служить изображенный на рис. 536 элемент Даниеля с начальным напряжением (э. д. с.) 1,09 *в*. В правой камере цинк переходит в раствор, освобождая энергию; в левой камере медь осаждается на медном электроде, на что затрачивается энергия. Образовавшаяся соль $ZnSO_4$ выпадает на дно сосуда, убыль соли $CuSO_4$ должна пополняться из какого-нибудь резервуара.

Элемент Даниеля обратим, в принципе им можно пользоваться как аккумулятором (рис. 537). Технически такой аккумулятор не имеет никакого значения. Длительность его жизни слишком мала, так как оба его электролита смешиваются, несмотря на разделяющую их пористую перегородку.

Важнейшим типом аккумуляторов (вторичных элементов) и на нынешний день остается свинцовый аккумулятор. Он состоит из двух свинцовых пластин, погруженных в разбавленную серную кислоту. Поверхность свинцовых пластин значительно увеличивают с помощью различных приемов. Положительный электрод

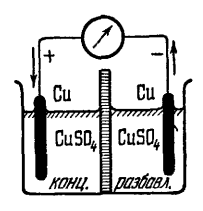


Рис. 535. Концентрационный элемент. Напряжение — несколько десятых вольта. Стрелки — направление движения электронов.

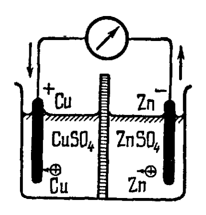


Рис. 536. Элемент Ж. Ф. Даниеля (1836 г.). В качестве разделительной перегородки первоначально применялся пищевод быка. Стрелки — направление движения электронов.

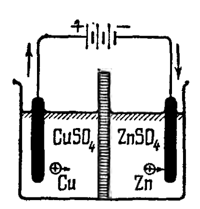
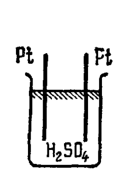
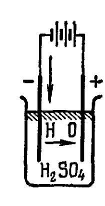


Рис. 537. Элемент Даниеля в процессе «зарядки его как аккумулятора». Стрелки — направление движения электронов.

обычно с самого начала покрывают слоем окиси свинца. При этом на 30 *кг* свинца можно накопить в аккумуляторе энергию примерно в 1 *квт·ч*. При работе аккумулятор сохраняет довольно постоянное напряжение в 2,02 *в*. Для зарядки его требуется несколько более высокое напряжение в 2,6 *в*. Отношение 2,02/2,6 дает для коэффициента полезного действия аккумулятора значение около 78%.

§ 247. Поляризующиеся и неполяризующиеся электроды. На рис. 538 показаны два электрода из одного и того же металла, погруженные в электролит. Установка вполне симметрична и потому не является источником тока. Эту симметрию можно нарушить различными способами. Достаточно уже царапины на поверхности одного из электродов. Особенно эффективным, однако, является пропускание через электролит тока.





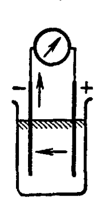


Рис. 538—540. К обнаружению поляризационного напряжения. Стрелки — направление движения электронов.

Пример показан на рис. 539 и 540. На левой платиновой проволоке, катоде, выделяется водород, на правой, аноде — кислород. Большая часть газа выделяется в виде пузырьков, но первые выделившиеся порции их образуют невидимую пленку на поверхности электродов. Эта пленка иногда может состоять только из одного слоя атомов. Эти невидимые газовые пленки нарушают симметрию, и электроды совместно с электролитом становятся

элементом, напряжение которого называется поляризационным напряжением. Оно равно примерно 1 *в*, т. е. напряжению между двумя различными металлами в том же электролите (И. В. Риттер, 1803 г.).

Возникновению поляризационного напряжения можно воспрепятствовать различными способами. Проще всего — погрузить каждый электрод

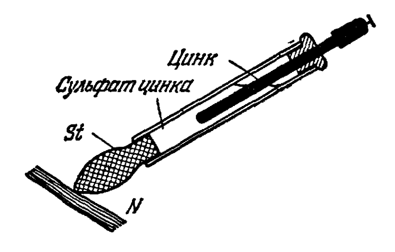


Рис. 541. Неполяризующийся электрод.

в раствор соли того же металла. Это и сделано в элементе Даниеля и в неполяризующихся электродах, применяемых биологами и медиками для электрического раздражения мышц и нервов (рис. 541).

XXVII. ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКОВ

§ 248. Предварительное замечание. *Электроника*, развивавшаяся в начале применительно к нуждам электротехники, проложила себе путь в очень многочисленные области техники. Она дала возможность осуществить в них далеко идущую автоматизацию и во многих случаях значительно ускорила ход работы. В развитии вспомогательных средств электроники в последние годы происходит существенный перелом. Вначале применялись исключительно общеизвестные по их применениям в радиовещании электронные лампы, т. е. эвакуированные стеклянные или металлические сосуды с накаленным катодом. В последние годы они все чаще заменяются полупроводящими кристаллами и полупроводящими слоями. Основы этого важного технического прогресса и будут изложены в этой очень короткой главе. В детали количественной трактовки мы при этом будем входить в такой же малой мере, в какой это было сделано в главе XVII при рассмотрении электронных ламп.

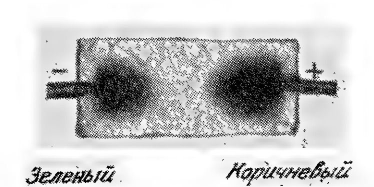


Рис. 542. Кристалл KJ. Слева — область *n*-проводимости, справа — область *p*-проводимости. Иными словами: в левой части имеется избыток электронов, в правой — избыток электронных вакансий (дырок). Заостренные электроды из платины.

§ 249. Кристаллические диоды. Начнем с изложенного в §§ 228 и 230а. На рис. 542 слева изображена зеленая область кристалла KJ с *n*-проводимостью, а справа коричневая область с *p*-проводимостью. Между ними лежит еще бесцветный кусок кристалла, в котором возможна только электролитическая проводимость и который обладает большим сопротивлением. Это значит, что велико отношение $\frac{U}{I}$, где I есть ток, идущий через кристалл, а U — напряжение между его концами. (Во избежание недоразумений отметим, что определение «U/I есть сопротивление» носит совершенно общий характер. Оно отнюдь не предполагает, что для рассмат-

риваемого отрезка проводника имеет силу закон Ома, т. е. что существует пропорциональность между током и напряжением.)

Если на рис. 542 мы сделаем левый электрод отрицательным, а правый — положительным, то облака окраски будут перемещаться навстречу друг другу. Прежний бесцветный, плохо

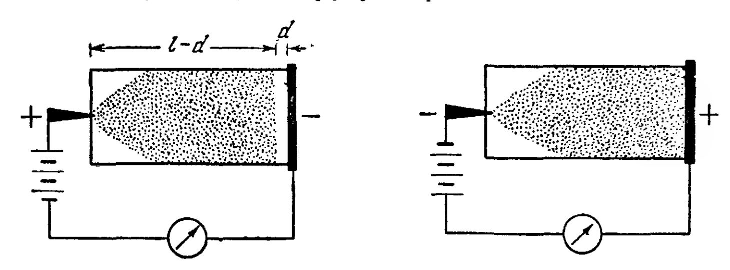


Рис. 543 и 544. Кристаллический диод из KBr с n-проводимостью. На рис. 543 поле приложено в запорном направлении, на рис. 544 — в пропускном. Электрод, поставляющий электроны, изображен в виде острия. Правый электрод не допускает выхода электронов (это может быть осуществлено, например, путем покрытия его графитом). l — длина кристалла, d — ширина плохо проводящей области. При своем возникновении она слева резко отграничена, но по мере ее разрушения в нее проникает хорошо проводящая синяя область с размытой границей. Это связано с тем, что, кроме электронов, в поле подвижны и положительные ионы.

проводящий кусок кристалла будет окрашиваться, и общее сопротивление уменьшается. При изменении знака поля окрашенные облака удаляются друг от друга. Снова возникает бесцветный, плохо проводящий слой кристалла, и вместе с тем возрастает общее сопротивление U/I.

Результат: кристалл действует как выпрямитель. Его выпрямляющее действие основано на исчезновении и воссоздании плохо проводящего слоя кристалла.

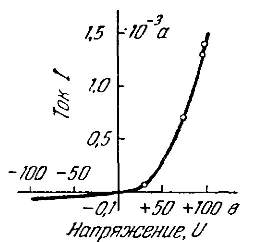


Рис. 545. Зависимость между током и напряжением для кристаллического диода (рис. 543, 544).

Возникновение и исчезновение плохо проводящего слоя можно также показать на кристалле, который, кроме собственной проводимости, обладает только n-проводимостью или только p-проводимостью. Представим себе, что на рис. 542 область p-проводимости удалена, а область n-проводимости продвинута далеко вправо. Тогда мы получаем картину, изображенную на рис. 543. Здесь показан кристаллический диод, работающий в запорном направлении. На рис. 544 бесцветная область, обладающая только электролитической проводимостью, исчезла, и мы видим кристаллический диод, работающий в пропускном направлении. На рис. 545 показана измеренная для этого диода кривая зависимости тока от напряжения.

§ 250. Кристаллические триоды. При введении третьего электрода диод превращается в *триод*. Третий электрод служит для управления. На рис. 546 управляющий электрод — прямая проволока — показан пунктиром. Снова используется *n*-проводимость, т. е. кристалл синий. Схема должна показать, как после наложения напряжения между электродами *E* и *B* кристалл в области между *B* и *C* постепенно обесцвечивается, т. е. становится плохо проводящим.

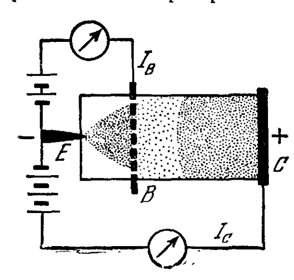
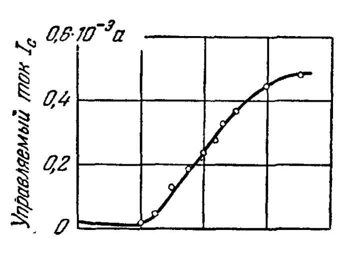


Рис. 546. Управление током в кристаллическом триоде из KBr (P. Гильш и P. B. Поль, Z. Phys., 111 (1938), стр. 399).

Результаты измерений показаны на рис. 547 и 548. Управляемый ток I_C круглым счетом в 20 раз сильнее, чем управляющий ток I_B. В этих опытах впервые было показано в 1938 г., что с помощью кристаллов можно управлять током. Трехэлектродной *лампе* был сопоставлен трехэлектродный *кристалл*. Технические цели при этом не преследовались; интерес был сосредоточен только на принципиальной стороне вопроса.

Основные факты, относящиеся к кристаллическому диоду (выпрямителю) и кристаллическому триоду (органу управления), можно сформулировать следующим образом.

Пусть мы имеем кристалл с малой собственной проводимостью. Соответствующие примеси создают в нем сверх того большую *n*- или *p*-проводимость. Для такого кристалла отношение *U*/*I* изменяется в зависимости от направления и величины поля. Это обусловлено возникновением или распадом плохо проводящего слоя кристалла. Здесь плохо проводящими называются те слои кристалла, из которых были удалены *подвижные* заряды, возникающие в результате термических превращений примесей (доноров и акцепторов). Поэтому эти плохо проводящие слои называются также «областями недостаточности» или «областями обеднения».



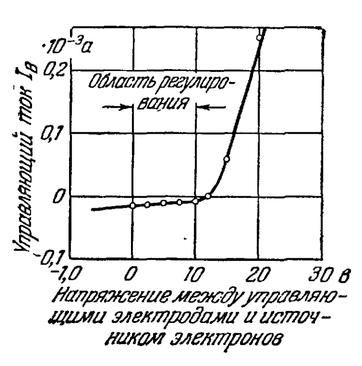


Рис. 547 и 548. Две характеристики триода (рис. 546). Напряжение между *E* и *C* равно 100 *в*.

§ 251. Полупроводниковые диоды. В технически применяемых кристаллических диодах и триодах применяются прежде всего германий и кремний. Примеси, наличие которых создает большую *n*- или *p*-проводимость, накладывающуюся на малую собственную проводимость кристалла, в этом случае не создают цветной окраски, которая могла бы дать возможность заметить их присутствие глазом. Только глаз, чувствительный к инфракрасным лучам, мог бы заглянуть внутрь полупроводника и обнаружить его окрашивание примесями (§ 230а).

Но даже если бы человеческий глаз мог видеть и различать цвета в инфракрасной области, то и в этом случае наблюдать возникновение и исчезновение плохо проводящих слоев в полупроводниках, которые применяются сейчас в качестве выпрямителей и управляющих органов, было бы значительно труднее, чем в щелочно-галоидных кристаллах. Во всяком случае было бы необходимо прибегнуть к помощи микроскопа, так как в полупроводниках те слои, электропроводность которых под влиянием поля изменяется от очень хорошей до очень плохой, значительно тоньше, чем в щелочно-галоидных кристаллах; их толщина равна нескольким десятым микрона.

Простое сопоставление позволяет понять причину этих количественных различий. В *щелочных солях* — при достаточно высокой температуре — подвижны *обе* составные части, из которых состоит нейтральная примесь: *заряд* одного знака и *ион* другого знака. Конкретный пример: в области *n*-проводимости кристалла KBr отрицательные заряды диффундируют преимущественно к аноду, а остающиеся положительные ионы калия удаляются в процессе электролитической проводимости и потому не образуют *пространственного* заряда, который действовал бы тормозящим образом. Изменения могут происходить в областях *n*-проводимости *видимых* размеров.

Напротив, в *полупроводниках* может диффундировать только *одна* из составных частей, из которых состоит нейтральная примесь, именно заряды, так как в полупроводниках существует только электронная проводимость, и ток не сопровождается транспортом вещества. Другие составные части — ионы — остаются на своих фиксированных местах. Они образуют пространственный заряд, который действует как тормоз. Поэтому эти изменения не могут распространяться на области достаточно обширные, чтобы их можно было видеть невооруженным глазом.

После всего сказанного выше представляет еще интерес только выяснение того, каким образом изготовляются тонкие, плохо проводящие слои полупроводников. Это пояснено на рис. 549. На рис. 549,*а* слева схематически изображен полупроводник с *n*-проводимостью, а справа — полупроводник с *p*-проводимостью.

Изображены мгновенные картины теплового равновесия, причем отмечены те составные части соответствующих примесей, которые уже претерпели изменение. Слева мы видим неподвижные положительные, а справа — неподвижные отрицательные ионы, слева — подвижные отрицательные заряды, изображенные как светло-серое облако, а справа — подвижные положительные заряды, изображенные как темно-серое облако.

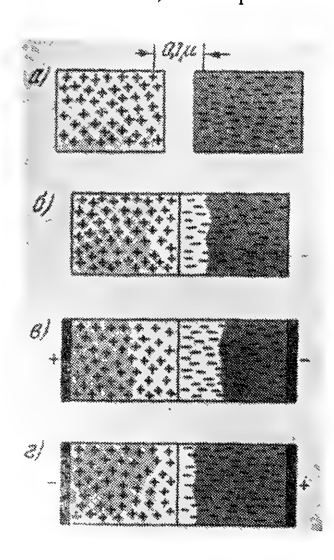


Рис. 549. К возникновению плохо проводящей области на контакте проводников с *n*- и *p*-проводимостью *а*) *n*- и *p*-проводники до соприкосновения, *б*) то же после соприкосновения, *в*) изменение плохо проводящей области под действием поля, возникающего в запорном направлении, *г*) то же в пропускном направлении.

На рис. 549,*б* кристаллы с *n*- и *p*-проводимостью приведены в непосредственный контакт. Движущиеся слева отрицательные заряды и движущиеся справа положительные заряды (электронные дефекты или «дырки») диффундируют через границу. Это будет происходить до тех пор, пока оставшиеся неподвижные заряды ионов противоположного знака не создадут такой пространственный заряд, который будет препятствовать дальнейшему переходу. В областях этого пространственного заряда будут отсутствовать подвижные заряды; эти области и будут необходимыми нам плохо проводящими областями обеднения. Таким образом, области пространственного заряда противоположных знаков располагаются вплотную у границы раздела. Они создаются тесным соприкосновением двух различных веществ — в данном случае *n*- и *p*-проводников. В этом нет ничего нового. Достаточно вспомнить о кошачьем мехе и сургуче, о так называемой электризации трением, которая не имеет с трением ничего общего. Этот старейший эксперимент нашел в полупроводниках свое современное техническое применение.

Рис. 549,*в* и *г* служат только для повторения. С обеих сторон добавлены электроды, через которые заряды могут беспрепятственно проходить в обе стороны. На рис. 549,*в* внешнее поле заставляет подвижные заряды стягиваться к внутренним областям кристалла, вследствие чего плохо проводящий слой пространственного заряда расширяется. Это — запорное направление. В пропускном направлении (рис. 549,*г*) направление поля и движения зарядов обратное. На этом и основана работа выпрямителей (диодов).

§ 252. Полупроводниковые триоды. Управляющие органы (триоды) из полупроводников выполняются в весьма разнообразных формах и конструкциях. Особенно удачная форма известна под названием плоскостного транзистора (рис. 550). Два выпрямителя, изображенных на рис. 549, включаются навстречу друг другу. Через левый выпрямитель ток проходит в пропускном направлении, через правый — в запорном. Здесь мы также имеем схематическое изображение мгновенного состояния. Заряды, ставшие подвижными в результате термического изменения примесей, изображены в виде облаков — светло-серого для отрицательных зарядов и темно-серого — для положительных. Ионы, оставшиеся при этом изменении неподвижными, отмечены значками — и +. Для наглядности толщина p-проводящего слоя кристалла показана преувеличенно большой. В действительности общий для обоих выпрямителей слой кристалла с p-проводимостью делается настолько тонким, чтобы диффузия могла обеспечить переход зарядов из одной области обеднения в другую. В полупроводниках длительность жизни и диффузионные смещения зарядов значительно больше, чем в щелочных солях. Поэтому когда переменное управляющее напряжение U' сокращает область обеднения *1*, то положительные заряды, проходящие через электрод B, диффундируют и в область обеднения *2* и уменьшают ее сопротивление.

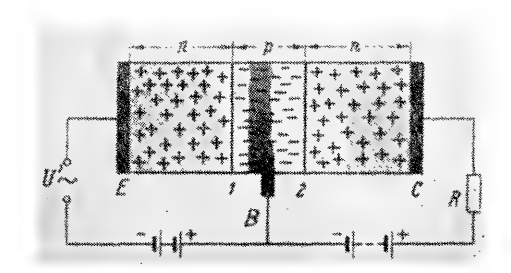


Рис. 550. Плоскостной транзистор, одна из конструктивных форм полупроводникового триода. Слева — управляющий ток, справа — управляемый. Движущиеся отрицательные заряды показаны светло-серым, а положительные — темно-серым.

Кристаллические полупроводниковые триоды по размерам меньше горошины. Заделанные вместе с электродами в прочную и светонепроницаемую оболочку, они устойчивы по отношению к довольно грубым механическим воздействиям. Применение полупроводниковых триодов, называемых *транзисторами*, расширяется с каждым днем.

§ 253. Кристаллические диоды как фотоэлементы. На рис. 551 снова изображены два выпрямительных диода, включенных навстречу друг другу, но на этот раз область p-проводимости показана значительно более протяженной. Здесь уже не обязательно должен происходить *переход* диффундирующих зарядов из одной области недостаточности (*1*) в другую (*2*), как это имело место на рис. 550.

В обеих областях недостаточности по-прежнему отмечены те *неподвижные* положительные и отрицательные заряды, которые сохраняют свои места после термических превращений доноров и акцепторов. Напротив, не показаны в обеих областях недостаточности те подвижные заряды обоих знаков, которые возникают в результате термической диссоциации *основного вещества*; плотность числа этих зарядов (их концентрация) N_v поддерживается постоянной в результате теплового равновесия. Все устройство совершенно симметрично, и поэтому измерительный прибор M, соединенный с обоими металлическими электродами, не обнаруживает ни напряжения, ни тока.

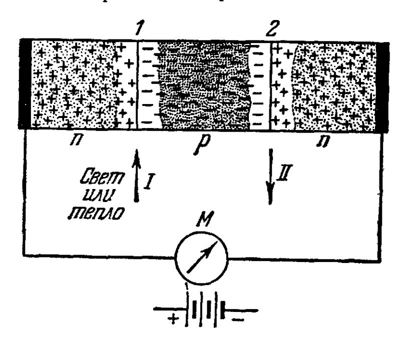


Рис. 551. К объяснению действия фотоэлементов, возникновения термотоков и эффекта Пельтье. Светло-серым показаны движущиеся положительные заряды, а темно-серым — отрицательные

Теперь осветим область недостаточности *1* светом, который поглощается в основном веществе (стрелка *I*). Этим мы нарушаем симметрию; поглощение излучения добавляет к тепловой диссоциации основного вещества оптическую диссоциацию. Последняя создает [1]) движущиеся заряды обоих знаков, которые диффундируют в электрическом поле области обеднения *1*; иными словами, положительные заряды диффундируют преимущественно направо. В силу этого в проводящей цепи возникает и при отсутствии внешнего источника некоторый ток, протекающий в запорном направлении выпрямителя *1*.

По этому принципу строятся технические *фотоэлементы*, применяющиеся, например, в качестве измерителей освещенности (люксметров) или экспонометров (в фотографии). Они имеют вид тонких пластинок, в которые свет проникает сквозь прозрачные металлические электроды [2]). На рис. 552 представлены результаты некоторых измерений, выполненных на подобном фотоэлементе из селена.

На рис. 552,*а* показана зависимость между током и напряжением (вольтамперная характеристика) в отсутствие освещения. Эта кривая имеет вид,

---

[1]) Можно было бы неосторожно сказать, что световая энергия превращается в пару зарядов. При этом отрицательные заряды, будучи электронами, имеют положительную массу, и, следовательно, положительные заряды должны иметь отрицательную массу, так как в совокупности новая масса создаваться не может. Для этого необходима была бы энергия около 10^6 *эв* (§ 198).

[2]) Возникновение напряжения в освещенном селене впервые наблюдалось в 1876 г. (В. Г. Адамс и Р. Э. Дэй). Плоские фотоэлементы с прозрачными металлическими электродами известны с 1885 г. С того же времени известна и принципиальная возможность прямого превращения энергии излучения в электрическую. Энергетический к. п. д. современных фотоэлементов (например, кремниевых) превышает 10%.

типичный для выпрямительных диодов (ср. рис. 545). При освещении ток (рис. 552,*б*) достигает постоянного значения при напряжении около 3 *в* (ток насыщения). При не слишком большой освещенности ток пропорционален мощности излучения (рис. 552,*в*).

В области насыщения измерения обнаруживают 40 элементарных зарядов на каждые 100 падающих световых квантов. Практически это означает

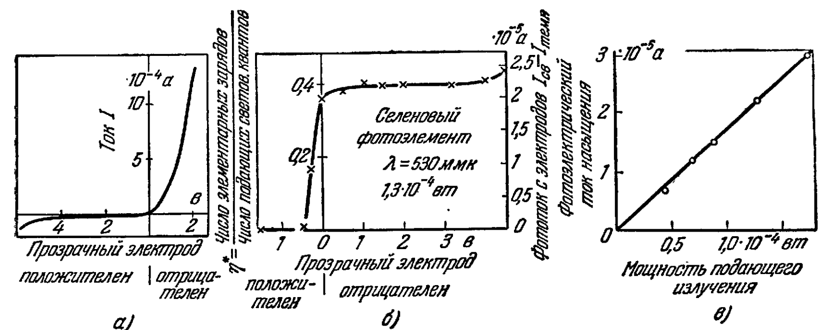


Рис. 552. Результаты измерений на техническом селеновом фотоэлементе. Последовательность слоев по ходу светового луча: окись кадмия, селенид кадмия (оба слоя с *n*-проводимостью), селен с *p*-проводимостью, селенид железа, железо. *а* — кривая зависимости тока от напряжения при работе фотоэлемента как выпрямителя; в запорном направлении прозрачный электрод положителен; *б* — кривая насыщения для фототока, идущего в запорном направлении. Падающая на фотоэлемент лучистая мощность = 1,3 10^{-4} *вт*. Рисунок *б* повернут относительно *а* на 180° по часовой стрелке. Благодаря этому значения фототока, идущего в запорном направлении, отложены по оси ординат *вверх*, чтобы облегчить сравнение этого рисунка с рис 508 (левая часть). Даже и при отсутствии в цепи внешнего источника выход η^* почти достигает значения насыщения. Для длины волны 530 *ммк* он имеет наибольшее значение, для $\lambda=670$ *ммк* $\eta^*=0,1$, а для $\lambda=450$ *ммк* $\eta^*=0,25$. Длинные волны недостаточно поглощаются, короткие создают слишком большую объемную плотность поглощенных квантов; *в* — зависимость идущего в запорном направлении фотоэлектрического тока от мощности падающего излучения. Освещенная поверхность — 4 *см*². Пропорциональность сохраняется и при отсутствии в цепи вспомогательного источника напряжения.

почти полный квантовый выход, так как прозрачные металлические электроды дают возможность проникнуть внутрь кристалла только части падающего на них излучения.

На рис. 552,*б* изображена кривая насыщения для *первичного фотоэлектрического тока*: в нем участвуют только те заряды обоих знаков, которые стали подвижными в результате поглощения света *внутри* кристалла (электроны и электронные дефекты). В левой части рис. 508 такими зарядами были электроны и положительные ионы (ср. также рис. 358).

§ 254. К объяснению термотока и эффекта Пельтье (§ 245). Симметрию устройства, изображенного на рис. 551, можно нарушить также и термическим путем, если длительно подводить энергию в форме тепла к области обеднения *1* (стрелка *I*). Температуру области обеднения *2* при этом поддерживают постоянной, например при помощи проточного водяного охлаждения. Мы получаем, таким образом, схему термоэлемента. Термоток также идет в запорном направлении области обеднения *1*.

Теперь прекратим приток тепла и заменим измерительный прибор M нарисованным под ним источником тока, который создает в цепи ток того же направления, какое раньше имел термоток. При этом область недостаточности *1* будет охлаждаться (эффект Пельтье). Причина: уносимые током заряды должны *замещаться* зарядами, термически создаваемыми из основного вещества. Необходимая для этого энергия диссоциации отбирается из области недостаточности *1* в виде тепла.

Как при термотоке, так и при эффекте Пельтье через область недостаточности *2* ток проходит в направлении, *противоположном* ее запорному направлению. При этом в нее входит больше зарядов обоих знаков, чем это соответствовало бы тепловому равновесию. Избыточные заряды рекомбинируют друг с другом. При этом энергия диссоциации выигрывается и передается в форме тепла охлаждающей воде (стрелка *II*).

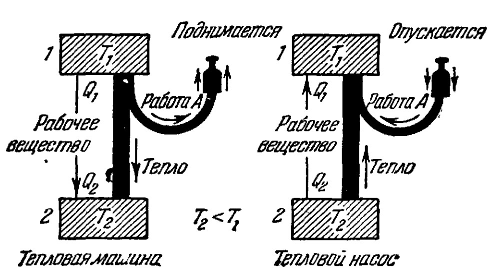


Рис. 552а. Воспроизведение рис. 573/574 из «Механики». Там этот рисунок пояснял действие теплового насоса (холодильника) как обращения теплосиловой машины. Здесь этот же рисунок поясняет возникновение эффекта Пельтье как обращения термоэлектрического тока. Область обеднения *I* на рис. 551 соответствует в термоэлементе резервуару *1*, а в эффекте Пельтье — резервуару *2*.

Чтобы правильно оценить роль области недостаточности *2*, которая поддерживается охлаждающей водой при постоянной температуре, нужно рассматривать термоэлемент как *тепловую машину*, а эффект Пельтье как *тепловой насос* (рис. 552а). В обоих этих процессах перенос тепла Q от одного резервуара (области недостаточности) к другому осуществляется не движением *рабочего вещества* (например, струи пара), а движущимися *зарядами*, т. е. электрическим током. Вместо механической работы A, которая *отводится* от теплосиловой машины и должна *подводиться* к тепловому насосу, здесь мы имеем электрическую работу UIt.

XXVIII. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ И РОДСТВЕННЫЕ ЕМУ ЯВЛЕНИЯ

§ 255. Свойства диа-, пара- и ферромагнитных тел. Напомним некоторые результаты, к которым мы пришли в гл. XIV: свободные атомы и молекулы обладают только диамагнитными или парамагнитными моментами, обусловленными в основном электронами атомной оболочки. Диамагнитные моменты возникают только при внесении атомов в магнитное поле, как результат *ларморовского вращения* (§ 130а). Этим объясняется тот факт, что, несмотря

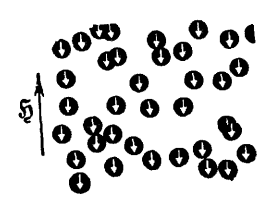


Рис. 553а. К возникновению диамагнетизма.

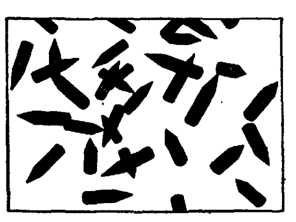


Рис. 553б К возникновению парамагнетизма (по модельному опыту).

на тепловое движение, магнитные моменты этих атомов всегда устанавливаются антипараллельно по отношению к внешнему магнитному полю $\mathfrak{H}$ (рис. 553а). Они исчезают, когда мы вынимаем вещество из поля. Однако большинство атомов обладает независимо от внешнего магнитного поля собственным парамагнитным моментом $\mathfrak{m}_p$. В результате теплового движения устанавливается статистическое распределение направлений этого момента в отдельных атомах (рис. 553б). Внешнее магнитное поле создает преимущественное направление для этих магнитных моментов $\mathfrak{m}_p$. При этом в среднем каждый отдельный атом вносит в общее намагничивание $\mathfrak{J}$ свой вклад: $\mathfrak{m}' = \frac{\mathfrak{J}}{N_v} : \frac{\sigma^*}{N}$ [1]). Этот вклад возрастает пропорционально плотности магнитного потока внешнего поля $\mathfrak{B}$. В заданном магнитном поле величина $\mathfrak{m}'$ с понижением температуры возрастает. Однако

[1]) Определения см. в § 122 и в § 115.

даже при самых низких температурах величина $\mathfrak{m}'$ составляет лишь очень небольшую долю x от постоянного момента $\mathfrak{m}_p$ или очень малую долю y от магнетона Бора. Таким образом (формула (230) и табл. 7 на стр. 268),

$$\mathfrak{m}' = x \cdot \mathfrak{m}_p = y \cdot \mathfrak{m}_{\text{Бор}}.$$

Результаты наблюдений определяются всегда только разностью обоих моментов: диамагнитного и парамагнитного. Большей частью диамагнитные моменты значительно меньше парамагнитных, и ими можно пренебречь. В этих случаях вещество называется парамагнитным. Если же перевешивают диамагнитные моменты, то говорят о диамагнитных веществах. Существуют также случаи чистого диамагнетизма, т. е. существуют атомы, не имеющие постоянного магнитного момента.

Когда парамагнитные атомы соединяются в твердое тело, то в большинстве случаев это тело является парамагнитным. В качестве примера укажем на палладий (Pd). Усредненный вклад каждого атома $\mathfrak{m}'$ в общее намагничивание растет в магнитном поле пропорционально величине $\mathfrak{B}_1$ (рис. 554). В заданном поле $\mathfrak{m}'$ растет с понижением температуры (рис. 563,*А*). В этих измерениях плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_1$ достигала значения 2 *в·сек/м²*, т. е. примерно одной трети максимально достижимого технически значения. Несмотря на это, даже при самой низкой температуре $\mathfrak{m}'$ примерно равно только $4 \cdot 10^{-3}$ $\mathfrak{m}_{\text{Бор}}$.

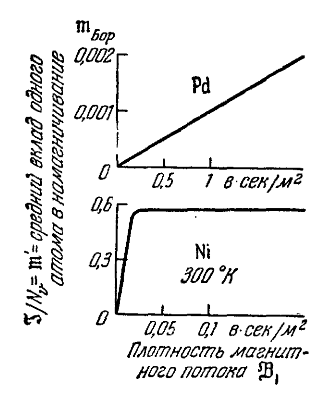


Рис. 554. Вверху: парамагнитное поведение мелкокристаллического палладия (измерено, как указано в § 121, мелкий шрифт); внизу: ферромагнитное поведение микрокристаллического никеля.

Тем более поразительными являются наблюдения над твердыми телами с ферромагнитными свойствами (§ 123). В качестве примера выберем никель (Ni). Усредненное значение величины $\mathfrak{m}'$ для Ni достигает насыщения при значениях плотности магнитного потока, составляющих лишь очень небольшую долю от той плотности магнитного потока, при которой производились опыты с Pd (рис. 554, внизу). Ниже точки Кюри ($T = 631°$ K) величина $\mathfrak{m}'$ растет с понижением температуры, и уже при комнатной температуре достигает значения 0,58 $\mathfrak{m}_{\text{Бор}}$ (рис. 563,*В*). Таким образом, при одинаковых условиях усредненное значение $\mathfrak{m}'$ для никеля круглым счетом в 100 раз больше, чем для палладия. То же имеет место и для железа. Как видно из рис. 345, уже при $\mathfrak{B}_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ *в·сек/м²* величина $\mathfrak{m}' = \frac{\mathfrak{J}}{N_v} = 1{,}63\,\mathfrak{m}_{\text{Бор}}$. Когда усредненные значения величины $\mathfrak{m}'$— вклада отдельного атома в намагничивание $\mathfrak{J}$—

достигают значения, равного по порядку величины магнетону Бора, то значительная часть элементарных магнитных моментов должна быть установлена параллельно полю. Но, как показывает существование парамагнитных тел, внешнее магнитное поле не может обеспечить такое параллельное расположение всех или большой части магнитных моментов. Поэтому у нас не остается иного выхода, как признать, что *в кристаллической структуре тел с ферромагнитными свойствами возникают новые силы. Эти силы обеспечивают параллельное выстраивание элементарных магнитных моментов в небольших кристаллических областях, которые спонтанно намагничиваются до насыщения.* Направления этого намагничивания распределены между отдельными областями статистически. Поэтому ферромагнитный кристалл до внесения его в магнитное поле представляется нам в целом ненамагниченным [1]).

Тепловое движение препятствует спонтанному намагничиванию, т. е. образованию областей (доменов), в которых действительно все элементарные магнитные моменты ориентированы параллельно друг другу, так что, например, никакая часть их не может быть ориентирована антипараллельно по отношению к остальным.

Внешнее поле может только приводить к одному направлению спонтанное намагничивание, *существующее несмотря на тепловое движение.* При этом насыщение намагничивания $\mathfrak{J}$, которое можно получить во внешнем поле, монотонно уменьшается от своего максимального значения $\mathfrak{J}_0$ при $T=0$ до значения, которое оно имеет в точке Кюри T_C (рис. 563, B). При температуре, превышающей точку Кюри, кристалл ведет себя только как парамагнитное тело (рис. 563, B').

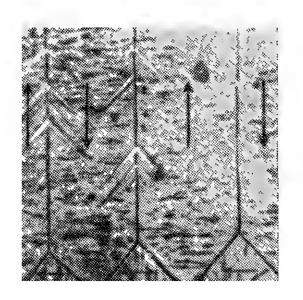
Гипотеза о существовании в телах с ферромагнитными свойствами небольших насыщенных областей не нова (И. А. Юинг, 1891). Новыми являются: 1) установление того факта, что параллельная установка элементарных моментов в спонтанно насыщающихся областях не может быть объяснена магнитостатически, и 2) установление возможности экспериментально наблюдать под микроскопом насыщенные области и направление их спонтанного намагничивания.

§ 256. Микроскопическое наблюдение спонтанно намагниченных областей кристалла. Отполируем поверхность кристалла железа, который в целом представляется нам ненамагниченным.

---

[1]) Конечно, это относится только к телам, которые содержат большое количество спонтанно намагничивающихся областей. Когда тело измельчается в тонкий порошок, в котором каждая частица содержит только одну спонтанно намагничивающуюся область, то эти частицы ведут себя как гигантские парамагнитные молекулы с очень большим парамагнитным моментом $\mathfrak{m}_p$: *сверхмагнетизм.* Чем меньше эти частицы, тем ниже лежит для них точка Кюри, так как спонтанному намагничиванию препятствует не только тепловое движение, но и поверхностное натяжение.

Лучше всего осуществить такую полировку электролитически. После этого нанесем на эту поверхность очень тонкий ферромагнитный порошок Fe_2O_3. Для малых размеров этот порошок играет такую же роль, как железные опилки для больших размеров.



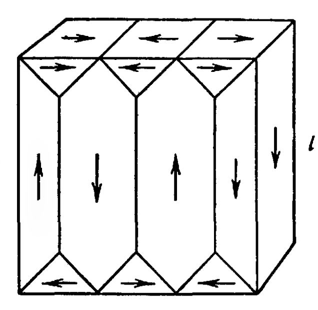
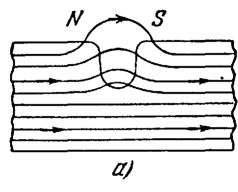


Рис. 555. Обнаружение границ между элементарными областями и направлениия намагничивания в них. Справа — поясняющая схема. В поликристаллическом материале границы областей часто имеют очень сложную форму

На рис. 555 слева приведена микрофотография, а справа — поясняющая ее схема. На границах отдельных областей имеются магнитные полюса, в полях которых собирается темный порошок.

Этот рисунок позволяет не только видеть границы смежных областей спонтанного намагничивания, но и установить направление намагничивания в каждой из этих областей. Для этого процарапаем на поверхности металла с помощью металлической щетки тонкие бороздки и создадим на их краях магнитные полюса (рис. 556,*а*). Как видно из рис. 556, последние выступят на поверхности только в том случае, если бороздки были приблизительно перпендикулярны к направлению намагничивания. Поэтому на рис. 555 мы видим тонкие линии кристаллического порошка только там, где бороздки пересекают под приблизительно прямым углом направление намагничивания (стрелки на рисунке).



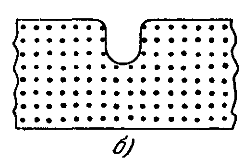


Рис 556. Желобки, царапины и т. п. создают на поверхности намагниченного тела полюсы *NS* (*а*), если только они не параллельны перпендикулярному к плоскости бумаги намагничиванию (*б*)

§ 256а. Магнитострикция. Как указывалось выше, спонтанное намагничивание имеет место только при температуре ниже точки Кюри. *Макроскопически* оно проявляется в изменении объема при намагничивании, т. е. в явлении положительной или отрицательной *объемной* магнитострикции. Этот эффект особенно силен непосредственно вблизи точки

Кюри, так как там спонтанное намагничивание изменяется с температурой наиболее резко. В этой области положительная объемная магнитострикция может компенсировать нормальный эффект зависимости объема от температуры. Пользуясь этим, получают материалы для изготовления маятников часов и т. п., удельный объем которых в известных пределах практически не зависит от температуры. Рис. 355 иллюстрирует эффект магнитострикционного изменения формы тела. Зажатый на одном конце стержень сначала был в целом не намагничен. После этого внешнее магнитное поле заставляло устанавливаться параллельно намагничивание всех отдельных областей, и это приводило к изменению длины l стержня.

§ 257. Процесс намагничивания. Ферромагнитное тело можно нагреть на некоторое время до температуры, превышающей его точку Кюри. После охлаждения тело будет «в целом» не намагничено. Каким же образом может затем внешнее магнитное поле превратить такое ненамагниченное «в целом» твердое тело в намагниченное так, чтобы тело «в целом» приобрело некоторый магнитный

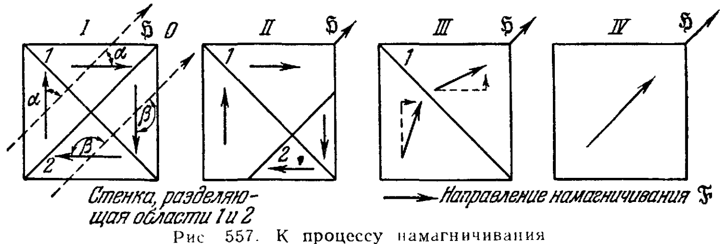


Рис 557. К процессу намагничивания

момент $\mathfrak{M}$? Спонтанно намагниченные области, которые мы наблюдали под микроскопом на рис. 555, отделены друг от друга не поверхностями в математическом смысле этого слова, а промежуточными слоями конечной толщины (около 0,1 *мк*), которые мы будем для краткости называть *разделяющими стенками*. В этих разделяющих стенках происходит переход направления намагничивания одной области в направление намагничивания соседней области. В правой части рис. 555 линии пересечения разделительных стенок с поверхностью исследуемого образца давали довольно простую картину, так как поверхность этого образца была параллельна одной из кристаллографических плоскостей куба. Поясняющая этот образец схема в правой части рис. 555 могла бы быть заменена схемой, в которой длины l сокращены до нуля. Это сделано на рис. 557.

Теперь представим себе железный кубик, помещенный в магнитное поле $\mathfrak{H}$ (рис. 557, *I*), параллельное одной из его диагональных плоскостей. Это поле создает преимущественное направление

для намагничивания кубика в целом и создает в испытуемом образце проявляющийся во внешнем пространстве магнитный момент $\mathfrak{M}$.

Как это происходит?

Из двух углов, которые образует направление поля с направлениями намагничивания в смежных областях, пусть угол α будет меньше, чем угол β. При этом области, которым соответствует угол α, будут расти за счет областей с углом β, и при этом разделяющая их стенка *2* будет перемещаться вправо (рис. 557, *II*). На рис. 557, *III* имеются только две области, направления намагничивания которых расположены симметрично относительно оставшейся разделительной стенки *1*. В силу этого стенка не перемещается, а вместо этого возникает новый процесс: при дальнейшем возрастании поля направления намагничивания поворачиваются и приближаются в обеих областях к направлению поля (рис. 557, *III*). Этот «процесс поворота» заканчивается, когда весь кристалл намагничен равномерно, т. е. насыщен.

Перемещение стенок при намагничивании можно наблюдать под микроскопом и снимать кинематографически. При таких наблюдениях производят большое впечатление случаи, когда стенка зацепляется за какие-нибудь нарушения в кристалле, например повисает на неферромагнитных включениях в кристалл.

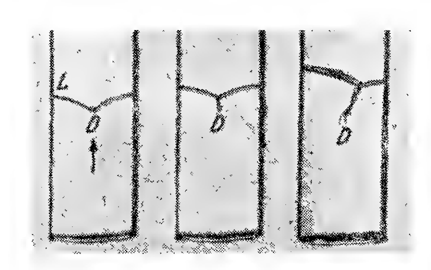


Рис. 558. Мыльная пленка в стеклянной трубке гонится вверх давлением воздуха. При этом она застревает на препятствиях *D*

Формально здесь происходит то же, что при движении мыльной пленки по трубке под действием давления воздуха (направление движения отмечено на рис. 558 стрелкой). Пленка зацепляется за какое-нибудь введенное в трубку сбоку препятствие, например за проволоку, и сначала обратимо изгибается. При увеличении давления пленка необратимо рвется, большей частью с образованием новых стенок (аналогичные необратимые движения стенок обусловливают магнитный гистерезис).

При необратимых разрывах стенок на препятствиях в железе и других ферромагнитных веществах возникают скачкообразные изменения намагничивания $\mathfrak{J}$. Их также можно показать наглядно.

На рис. 559 поликристаллический материал (тонкая железная проволока Fe) помещен в индукционную катушку *J*, присоединенную через усилитель к электронно-лучевой трубке с пропорциональным времени отклонением луча по горизонтали и к громкоговорителю. *NS* — небольшой стержнеобразный магнит, который можно перемещать вдоль линейки с делениями. Когда он приближается к тонкой железной проволоке, то ее

намагничивание возрастает. Когда он удаляется, намагничивание уменьшается. При каждом цикле проходится петля гистерезиса железной проволоки. Раньше, на рис. 345, эта кривая

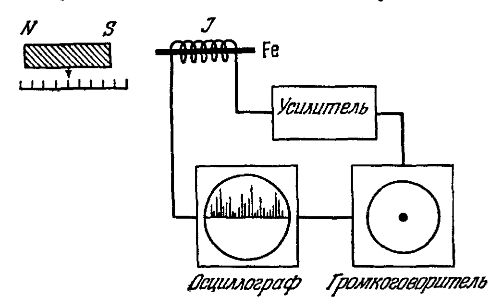


Рис. 559. Демонстрация скачкообразных статистических изменений намагничивания при равномерном изменении внешнего намагничивающего поля. (Скачки Баркгаузена.)

представлялась нам плавной. Теперь мы видим (рис. 560), что фактически она состоит из большого числа мелких ступенек, каждая из которых соответствует необратимому скачкообразному движению стенок. Эти движения проявляются на экране осциллографической трубки в виде отдельных зубцов или выбросов; в громкоговорителе они создают трещащий шум, называемый шумом Баркгаузена. Бóльшая часть скачков происходит совершенно неупорядоченно, статистически, но некоторые большие скачки всегда воспроизводятся при одном и том же положении магнита *NS*.

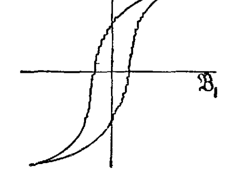


Рис. 560. Схематическое разложение петли гистерезиса на скачки Баркгаузена.

Перемещение стенок происходит преимущественно в слабых полях, а процессы вращения — в сильных. В этих случаях явления очень сложны. В целом весь процесс можно охарактеризовать как «магнитную перекристаллизацию», которая большей частью начинается на возникающих в отдельных местах «зародышах» (так же как это имеет место в процессе кристаллизации при испарении или конденсации).

Зная указанные выше экспериментальные факты, мы без труда поймем и схему, изображенную на рис. 561,*a*. Железо кристаллизуется в пространственно центрированной кубической решетке. Это означает, что его решетка состоит из двух отдельных, вдвинутых одна в другую решеток. Вершины кубов второй решетки лежат в точках пересечения диагоналей первой. Показанные на рисунке кубы соответствуют решетке спонтанно намагниченной

до насыщения области кристалла. Вместо атомов в вершинах кубов нарисованы только их магнитные моменты, и притом так, чтобы их легко было различать в обеих частичных решетках.

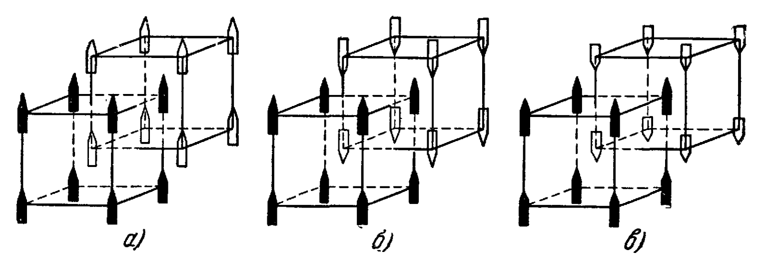


Рис. 561. *а* — ферромагнитное, *б* — антиферромагнитное расположение атомных моментов в кубических пространственно-центрированных кристаллических решетках, *в* — схема для объяснения свойств ферримагнитных тел.

К схеме, показанной на рис. 561, *а*, примыкают схемы рис. 561 *б* и *в*, которые понадобятся нам в ближайших параграфах.

§ 258. Антиферромагнетизм. На рис. 561, *б* элементарные магнитные моменты обеих частичных решеток антипараллельны. В пределах определенной области каждая из этих решеток спонтанно намагничена до насыщения, но результирующий магнитный момент всей области равен нулю. Это — простейший случай тела с антиферромагнитными свойствами. Антиферромагнитное упорядочивание, так же как и ферромагнитное, нарушается тепловым движением, и притом в тем большей мере, чем выше температура. Упорядочивание исчезает при определенной температуре, называемой точкой Нееля (L. Néel) и обозначаемой обычно T_N. При температуре выше T_N антиферромагнитные тела, так же как и ферромагнитные, ведут себя, как обычные парамагнитные тела.

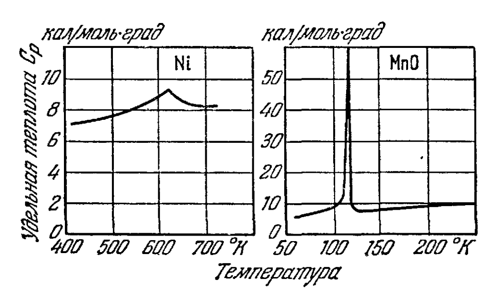


Рис. 562. Изменения удельной теплоты ферромагнитных (Ni) и антиферромагнитных (MnO) тел при температуре их магнитных превращений (в точках Кюри и Нееля).

Удельная теплота твердых тел с ферромагнитными и антиферромагнитными свойствами становится аномально высокой вблизи точек Кюри и Нееля соответственно (рис. 562). Причина: чтобы нарушить упорядоченное расположение магнитных моментов атомов, необходима затрата тепловой энергии.

При постоянной температуре антиферромагнитное тело ведет себя *как парамагнитное* и при температурах ниже точки Нееля.

Это означает, что его намагничивание $\mathfrak{J}$ линейно растет с плотностью магнитного потока внешнего поля $\mathfrak{B}_l$. В отличие от этого, влияние температуры на магнитную восприимчивость в этом

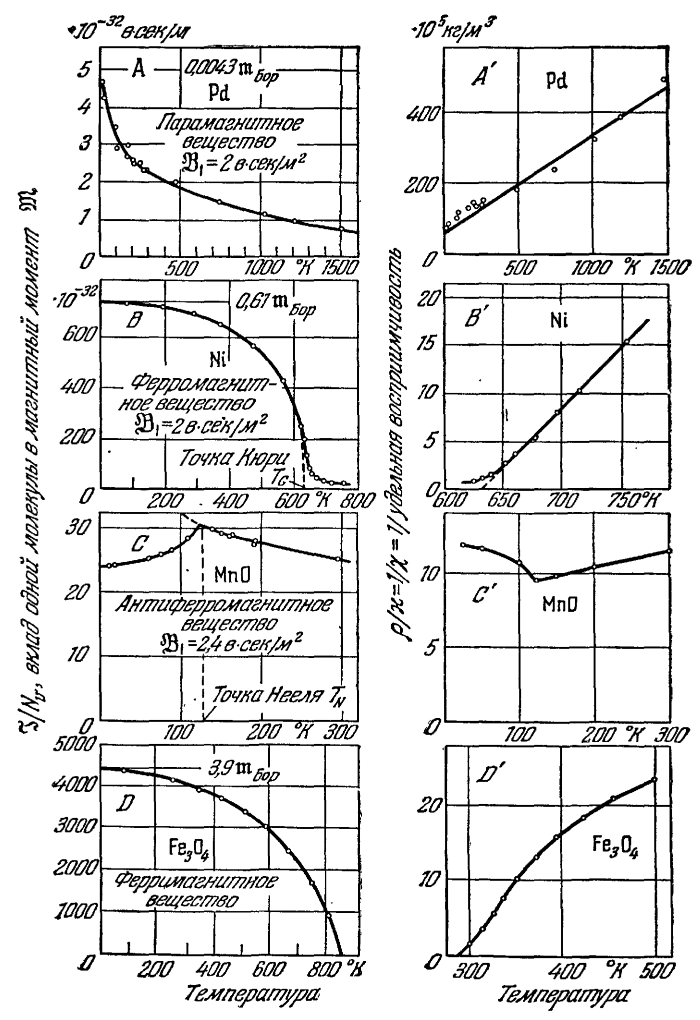


Рис. 563. Влияние температуры на твердые тела с различными магнитными свойствами.

случае является более сложным, чем в случае парамагнитных тел. На рис. 563, C' показан пример этого для соединения MnO, обладающего антиферромагнитными свойствами.

При понижении температуры ниже точки Нееля T_N величина $1/\chi$ снова начинает возрастать. Причина: ориентация магнитных моментов $\mathfrak{m}_p$ во внешнем магнитном поле уменьшается при возрастании антиферромагнитного взаимодействия между моментами отдельных атомов.

§ 259. **Метамагнетизм.** Понимание антиферромагнетизма может быть облегчено следующим явлением. У некоторых антиферромагнитных тел антиферромагнитная связь *между* обеими частичными решетками слаба, тогда как ферромагнитная связь *внутри* этих решеток при температурах ниже T_N сильна. В этих веществах при температуре ниже T_N направление намагничивания одной из решеток может сразу повернуться на 180° в момент, когда внешнее магнитное поле начинает превосходить определенное значение. При этом направления намагничивания в обеих частичных решетках становятся параллельными, т. е. антиферромагнитное расположение их превращается в ферромагнитное. Это происходит, например, в $MnAu_2$ при температурах ниже T_N и плотности магнитного потока $\mathfrak{B}_1 = 1\,\frac{в \cdot сек}{м^2}$ (рис. 564). Такое поведение тел называют *метамагнитным*. После переворачивания одной из частичных решеток намагничивание уже не возрастает линейно с увеличением плотности магнитного потока, как это имело место раньше (рис. 564, верхняя часть). Вместо этого кривая, изображающая зависимость между $\mathfrak{J}$ и $\mathfrak{B}$, принимает вид, типичный для ферромагнитных тел (рис. 564, нижняя часть).

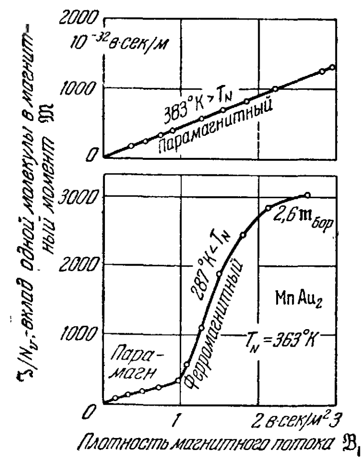


Рис. 564. К метамагнетизму.

§ 260. Ферримагнетизм, ферриты.

§ 260. Ферримагнетизм, ферриты. Существуют тела, в которых обе частичные решетки не равноценны, а обладают различными по величине результирующими магнитными моментами. Тогда спонтанное намагничивание обусловливается разностью этих моментов. Такие тела называются *ферримагнитными*. Хорошо известным примером их является магнетит, или магнитный железняк (Fe_3O_4), известный уже свыше 2000 лет (рис. 563, *D*).

Этот минерал имеет структуру шпинели. Его химическая формула: $FeO \cdot Fe_2O_3$. Отрицательные ионы кислорода образуют кубическую решетку с центрированными гранями, в которой на каждую молекулу приходится один двухвалентный и два трехвалентных иона железа. Двухвалентные ионы железа могут быть полностью или частично замещены ионами других металлов. Это дает возможность получить очень много разнообразных веществ, известных под общим наименованием кубических ферритов.

Ферромагнетизм ферритов создается следующим образом. Одну частичную решетку образует половина трехвалентных ионов железа, другую — вторая половина трехвалентных ионов совместно с двухвалентными ионами металлов. Двухвалентные ионы кислорода диамагнитны, т. е. не имеют постоянного магнитного момента $\mathfrak{m}_p$. Направления намагничивания $\mathfrak{J}$ в обеих частичных решетках антипараллельны, и потому моменты трехвалентных ионов железа взаимно нейтрализуют друг друга. Результирующее спонтанное намагничивание обусловливается магнитными моментами двухвалентных ионов металлов.

Зависимость намагничивания насыщения магнетита от температуры показана на рис. 563,D. Ход кривой сходен с графиком для ферромагнитных тел. Напротив, зависимость от температуры удельной восприимчивости χ иная, чем у тел с ферромагнитными свойствами (рис. 563, D').

Вследствие неравноправности обеих антиферромагнитно связанных частичных решеток в них не только различны области спонтанного намагничивания, но различно и влияние температуры на их спонтанное намагничивание. Поэтому может случиться, что результирующее спонтанное намагничивание не будет монотонно убывать с температурой, а пройдет через нуль еще до достижения точки Кюри. Это можно показать на феррите с литием и хромом в следующем поразительном демонстрационном опыте.

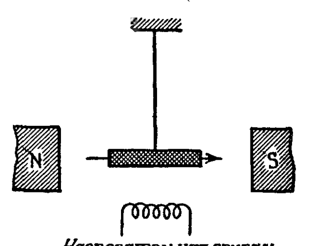


Рис. 565. Магнитный момент феррита возникает как разность двух взаимно противоположных моментов, имеющих различную зависимость от температуры. При $T>38°$ С ферритовая пластинка поворачивается на 180°. (Феррит: $Li_2^{+} \cdot Cr_6^{++} \cdot Fe_6^{+++} \cdot O_2^{--}$.)

На рис. 565 стержень из этого материала подвешен на нитке. Стержень обладает остаточным намагничиванием. В отсутствие поля он устанавливается перпендикулярно к плоскости рисунка. Между магнитными полюсами он устанавливается параллельно плоскости рисунка, например, обращаясь своим заостренным концом вправо. После этого стержень подогревают излучением нагретой до красного каления спирали. При 38° С он снова устанавливается перпендикулярно к плоскости рисунка, т. е. становится ненамагниченным. При дальнейшем повышении температуры стержень снова устанавливается параллельно плоскости рисунка, но на этот раз его заостренный конец будет обращен влево. Таким образом, магнитный момент стержня $\mathfrak{M}$ повернулся на 180°.

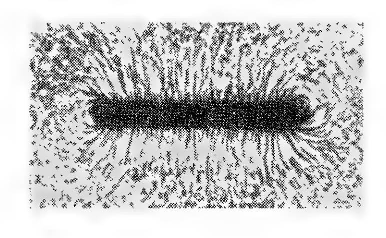


Рис. 566. Магнитная стрелка, устанавливающаяся своей длинной осью в направлении восток — запад, так как ее северный и южный полюсы находятся на длинных сторонах.

Ферриты представляют собой окисно-керамическую массу (впервые они описаны в 1779 г.). Будучи полупроводниками, они обладают удельным сопротивлением, которое на много порядков величины больше, чем у металлов. Благодаря этому они получили чрезвычайно важные применения в высокочастотной технике и в технике радиосвязи. Начальная проницаемость ферритов μ_r имеет значения между 1000 и 2000. Небольшие зерна ферритов нашли также широкое применение в счетных машинах в качестве элементов «памяти». Более сложные по своему составу ферриты, например $PbO \cdot 4Fe_2O_3 \cdot BaO \cdot 6Fe_2O_3$, будучи перемолоты

и смешаны с каким-нибудь связующим веществом, обладают очень большой коэрцитивной силой. Они представляют собой дешевый материал для изготовления очень хороших постоянных магнитов.

Из ферритов с большой коэрцитивной силой можно изготовлять короткие постоянные магниты, хотя при такой форме фактор размагничивания очень велик (§ 125). Пример показан на рис. 566.

§ 261. Диэлектрические свойства твердых тел. Ферроэлектрические вещества. Мы приведем лишь важнейшие сведения в самом сжатом виде, оправдываемом только недостатком места. Ограничимся пунктом, имеющим решающее значение: ферроэлектрические явления также обусловлены существованием кристаллических областей, наэлектризованных до насыщения в результате параллельной ориентации атомных электрических моментов. Эта электризация может быть обнаружена по двойному лучепреломлению этих областей.

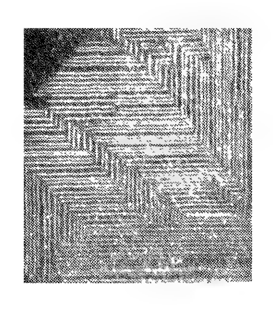


Рис. 567. Обнаружение наэлектризованных до насыщения областей в ферроэлектрическом кристалле (титанате бария).

Поэтому можно видеть эти области, рассматривая образец, помещенный в поляризационном микроскопе между скрещенными николями. Пример показан на рис. 567. Под действием внешнего электрического поля эти области изменяют свою форму и положение. При этом и для ферроэлектрических тел существует своя температурная точка Кюри.

§ 262. Заключение. Рассмотренные в этой главе явления играют очень важную роль в технике. Их изучению посвящена обширная специальная литература.

XXIX. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

§ 263. Основные факты. Вернемся снова к электропроводности металлов. На рис. 484 были показаны относительные значения сопротивления некоторых металлов при низкой температуре. Естественно было бы ожидать, что при дальнейшем понижении температуры мы будем наблюдать плавное продолжение этих кривых. По мере затухания теплового движения, казалось бы, сопротивление должно асимптотически приближаться к некоторому очень слабо зависящему от температуры значению «остаточного сопротивления». Опыт, который всегда является решающей инстанцией, показал нечто совершенно иное. При дальнейшем понижении температуры во многих проводниках происходит нечто совершенно новое и неожиданное, возникает явление *сверхпроводимости*. Сверхпроводимость характеризуется двумя нераздельно связанными друг с другом отличительными признаками.

1. Ниже определенной температуры, коротко называемой «точкой скачка», по проводнику может проходить электрический ток без того, чтобы между концами этого проводника существовало напряжение (Г. Каммерлинг-Оннес, 1911).

2. Ниже точки скачка в проводниках такого рода, коротко называемых «сверхпроводниками», не может существовать магнитное поле. Если оно существовало ранее, то при переходе через точку скачка оно исчезает (В. Мейсснер и Р. Оксенфельд, 1933).

Часто приходится встречаться с высказываниями такого рода: ниже точки скачка удельное сопротивление $\sigma=0$ и магнитная проницаемость $\mu=0$. Оба эти положения не вполне точно отражают фактическое положение.

§ 264. Точка скачка и известные в настоящее время сверхпроводники. Переход от нормально проводящего к сверхпроводящему состоянию происходит в чистых, хорошо отпущенных металлах в очень небольшом температурном интервале: этим оправдывается термин «точка скачка» по аналогии с точкой плавления и т. п.

На рис. 568 приведены несколько примеров. Вопрос о том, каково остаточное сопротивление исследуемых металлов, не играет здесь никакой роли.

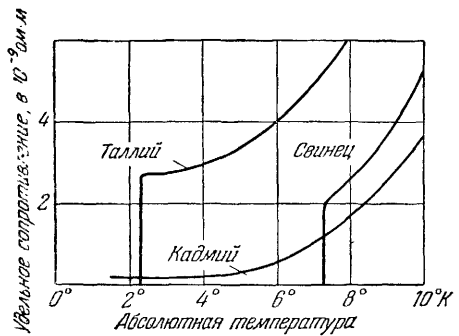


Рис. 568. В точке скачка создаваемое током напряжение между концами проводника становится неизмеримо малым. Невозможно измерить сопротивление проводника и вычислить из него удельное сопротивление данного вещества.

Для демонстрационных опытов особенно удобно соединение NbN. Для него точка скачка лежит при 15,2° K. Получить такую температуру нетрудно путем испарения жидкого водорода при пониженном давлении.

Сверхпроводимость обнаружена сейчас у 22 элементов, перечисленных в таблице 25.

Кроме них, в настоящее время известно около 100 сверхпроводящих сплавов и соединений. Почти половина из них

Таблица 25

Элемент	Столбец периодической системы	Тип решетки	Точка скачка, ° K
Цинк	II	Тетраэдральный	0,91
Кадмий		Гексагональный	0,56
Ртуть		Ромбический	4,15
Алюминий	III	Кубический	1,20
Лантан		Гексагональный	4,37
Галлий		Ортогональный	1,10
Индий		Тетраэдральный	3,37
Таллий		Гексагональный	2,38
Уран		Ортогональный	ок. 1°
Титан	IV	Гексагональный	0,49
Цирконий		Гексагональный	0,70
Олово		Тетраэдральный	3,73
Гафний		Гексагональный	0,35
Свинец		Кубический	7,22
Торий		Кубический	1,39
Ванадий	V	Кубический	5,1
Ниобий		Кубический	8,0
Тантал		Кубический	4,4
Технеций	VI	?	11,2
Рений	VII	Гексагональный	2,42
Рутений	VIII	Гексагональный	0,47
Осмий		Гексагональный	0,71

содержит только элементы, которые сами по себе не обладают сверхпроводимостью. Примеры:

LiBi	2,47° K	NaBi	2,2° K	Au_2Bi	1,8° K	$BaBi_3$	6,0° K
NiBi	4,25	CuS	1,6	Mo_3Ge	1,43	PtSb	2,1
$CoSi_2$	1,4	MoN	12,0	PdTe	2,3		

Приведем, кроме того, несколько примеров сверхпроводников, в которых *одна* из компонент может быть сверхпроводящей и в чистом состоянии:

V_3Si	17° K	TaH	4,1° K	ZrN	9,5° K	NbN	15,2° K

§ 265. Точка скачка для изотопов. Масс-спектрографические методы (гл. XIX) позволяют получать изотопы элементов в таких количествах, что из них можно изготовлять образцы для исследования сверхпроводимости. На рис. 569 показаны точки скачка для девяти изотопов и смесей изотопов олова. Он показывает, что между точкой скачка $T_{ск}$ и массовым числом (A)[1] (или для смесей — арифметическим средним этих чисел) существует простое соотношение:

$$T_{ск}\sqrt{(A)} = \text{const}.$$

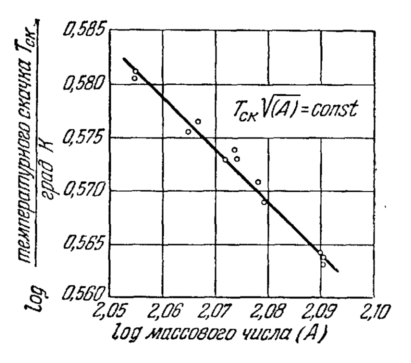


Рис. 569. Связь между массовым числом (A) и точкой скачка для изотопов олова и смесей этих изотопов известного состава. Для смесей массовое число есть среднее арифметическое массовых чисел компонент.

Это эмпирически установленное соотношение показывает, что сверхпроводимость определяется не одной только электронной оболочкой атома, но и его ядром. Это имеет важное значение для дальнейшего объяснения явления сверхпроводимости.

§ 266. Зависимость точки скачка от строения решетки и побочных условий. Положение точки скачка определяется, наряду с природой атомного ядра, также способом соединения атомов в решетку и многочисленными побочными условиями. Приведем три примера:

1. Кристаллизованный при температуре затвердевания (26° C) и затем медленно охлажденный галлий имеет точку скачка при 1,07° K. При дифракции электронов на этих образцах можно видеть резкие кольца (рис. 570, вверху). Это указывает на хорошо

---

[1]) Массовое число — это округленный до ближайшего целочисленного значения атомный вес изотопа.

сформировавшуюся кристаллическую решетку. Можно, однако, получить слой галлия путем конденсации его паров при 4° К. Электроннс-дифракционная картина такой пленки на подложке из коллодия дает только несколько размытых колец (рис. 570, внизу). Пленка является квазижидкой. Точка скачка этой пленки лежит при 8,4° К.

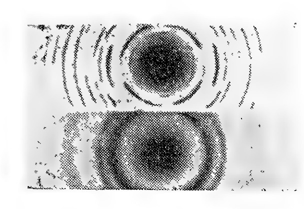


Рис. 570. Картины дифракции электронов на галлии. Вверху — для образца, кристаллизованного при точке затвердевания (26° С), внизу — для квазижидкого образца, полученного конденсацией пара при 4° К.

2. Приготовленный из расплава и медленно охлажденный (отпущенный) кристалл висмута до температуры 0,05° К вообще не обнаруживает сверхпроводимости. Однако путем конденсации паров висмута при очень низкой температуре можно получать пленки, которые становятся сверхпроводящими уже при 6° К. В этом случае дифракционная картина также обнаруживает наличие квазижидкой структуры. При 13° К структура становится кристаллической с обычной решеткой, и такой висмут снова не обладает сверхпроводимостью.

3. Кристаллизованный из расплава и хорошо отпущенный алюминий имеет точку скачка при 1,2° К. Однако путем осаждения из паров при низкой температуре можно получать пленки алюминия, которые становятся сверхпроводящими уже при 2,7° К. Одновременная конденсация небольшой примеси атомарно распределенной меди (несколько молярных процентов) повышает точку скачка алюминия с 1,2° К до 5° К.

Эти три опыта и многочисленные аналогичные наблюдения позволяют высказать следующее положение: сверхпроводимость не связана с кристаллическим состоянием. В состоянии, сходном с жидким, сверхпроводимость может возникать при более высокой температуре, чем в кристаллическом состоянии. Точку скачка кристаллов можно повышать, искусственно создавая в них нарушения кристаллической решетки.

В свете этих опытов естественно возникает вопрос о том, не зависит ли и точка скачка таких типичных сверхпроводников, как ртуть или свинец, от каких-то неизвестных нам побочных условий. На этот вопрос сейчас еще нельзя дать никакого ответа. Даже при очень медленном отпуске кристаллов в течение многих дней в них еще остается «замерзшая» часть тех нарушений решетки, которые существовали при температуре в несколько сотен градусов. Для металлов дело здесь обстоит не лучше, чем для самых хороших щелочно-галоидных кристаллов. Эти замороженные нарушения решетки могут иметь существенное значение, но пока мы не имеем никакого подхода к этому вопросу.

§ 267. Сверхпроводимость и магнитное поле. Здесь установлены четыре важных факта. Три из них будут приведены в этом параграфе, четвертый следует далее, в § 268.

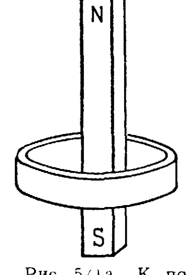


Рис. 571а. К получению длительного тока в сверхпроводящем металлическом кольце (схема).

I. Сверхпроводник как искусственный постоянный магнит

На схематическом рис. 571а свинцовое кольцо окружает стержневой магнит. Установку охлаждают ниже точки скачка и затем вынимают магнит. Индуцируемый при этом импульс напряжения создает в свинцовом кольце ток, который может циркулировать в кольце в течение многих дней без потерь. Свинцовое кольцо ведет себя как постоянный магнит, оно отклоняет компасную стрелку и т. п. (Ток, циркулирующий в сверхпроводнике, может рассматриваться как модельный опыт для простейшей картины молекулярных токов в ферромагнитных телах, § 47.)

Существование токов, циркулирующих без потерь, можно продемонстрировать в следующем опыте. На рис. 571б мы видим через вырез вогнутую чашку из сверхпроводящего свинца ($T<<7{,}2°$ К). К ней можно подносить сверху стержнеобразный магнит, подвешенный на нитке. При этом магнит парит совершенно свободно, нитка не натянута. Объяснение: приближаясь к чашке, магнит создает в поверхностном слое сверхпроводящей чашки токи, циркулирующие без потерь. Их магнитное поле действует так же, как если бы под поверхностью чашки находилось зеркальное отражение магнита. Когда свободно парящий магнит движется в горизонтальной плоскости, то это отражение движется таким же образом, и потому силы отталкивания остаются неизменными.

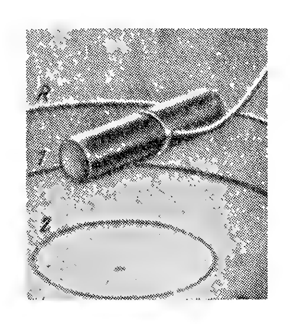


Рис. 571б. Опыт для демонстрации токов, длительно циркулирующих без потерь в сверхпроводящей свинцовой чашке. Виден ее край R и две начерченные параллельно ему окружности 1 и 2. (Снимок В. Букеля; натуральная величина.)

II. В сверхпроводнике нет магнитного поля

Представим себе, что кольцевая катушка поля на рис. 339 (стр. 255) заполнена свинцовым сердечником и помещена внутри индукционной катушки, а затем ток в этой катушке включен. При понижении температуры ниже точки скачка возникает импульс напряжения, так как

магнитное поле в свинцовом кольце исчезает. После этого можно по желанию включать и выключать ток в катушке поля без того, чтобы при этом возникал импульс напряжения.

III. Для сверхпроводника нельзя указать никакого значения проницаемости μ

В главе XIV мы определили проницаемость вещества двумя способами, приводящими к одним и тем же результатам:

1. По формуле (211) мы сравниваем, как это показано на рис. 339, индуцированные импульсы напряжения в катушке, заполненной данным веществом, и в пустой катушке. Когда заполняющее вещество становится сверхпроводником, то при включении или выключении тока в катушке поля индуцированный импульс напряжения не возникает. Это дает для сверхпроводника значение проницаемости $\mu=0$.

2. Мы измеряем плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_{-}$ в поперечной щели сверхпроводящего кольца с помощью плоской магнитной катушки по формуле (221) и плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_{|}$ в продольном канале этого кольца с помощью длинной индукционной катушки (как на рис. 348). В обоих случаях при замыкании и размыкании тока в катушке поля импульс напряжения не возникает, т. е. $\mu=\frac{\mathfrak{B}_{-}}{\mathfrak{B}_{|}}=\frac{0}{0}$ есть величина неопределенная.

Таким образом, в сверхпроводниках оба эти определения, тождественные для нормальных проводников, дают различные значения проницаемости μ.

§ 268. Критический ток и критическое магнитное поле. При исследованиях сверхпроводимости применяют тела, имеющие форму стержней, проволок, листков или пленок, полученных конденсацией паров на какой-нибудь подложке. Во всех случаях сверхпроводимость исчезает, когда ток превышает определенное «критическое» значение $I_{кр}$. На рис. 572 приведен пример для оловянной проволоки с диаметром в 1 *мм*. Непосредственно у точки скачка критический ток очень мал, по мере понижения температуры он растет, в данном примере до предельного значения 75 *а*.

Согласно сказанному в § 267 (п. II), в сверхпроводнике нет магнитного поля. Это означает, что к сверхпроводящей проволоке уже не может относиться картина, изображенная на рис. 280, *в* (стр. 202). В сверхпроводнике не может быть кольцеобразных магнитных линий поля внутри заштрихованного на рисунке поперечного сечения проволоки. Иными словами: в сверхпроводнике ток может циркулировать только по тонкой поверхностной пленке толщины d. При этом критический ток $I_{кр}$ создает непосредственно

у поверхности проволоки критическое магнитное поле

$$\mathfrak{H}_{кр} = \frac{I_{кр}}{2\pi r}. \qquad (347)$$

Значения этого поля для примера оловянной проволоки с диаметром в 1 *мм* отложены по правой оси ординат на рис. 572.

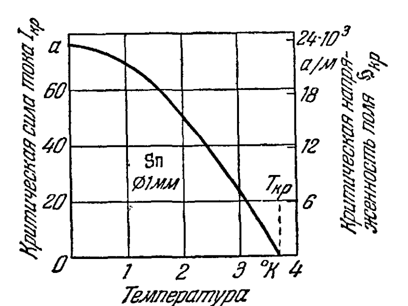


Рис. 572. Критический ток $I_{кр}$ и критическая напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}_{кр}$ на поверхности оловянной проволоки с диаметром в 1 *мм*.

С помощью закона индукции можно получить следующее выражение для толщины d поверхностного слоя, по которому идет ток, или короче, для *глубины проникновения* тока:

$$d = \sqrt{\frac{\lambda}{\mu_0}}, \text{ где } \lambda = \frac{m_0}{e^2 N'_v} \qquad (348)$$

(μ_0 — постоянная индукции, $\frac{e}{m_0}$ — удельный заряд покоящегося электрона, N'_v — плотность числа электронов в сверхпроводящем состоянии).

Вывод: для всякого тока проводимости с носителями одного знака, в том числе и с электронами, плотность тока

$$j = N'_v e u.$$

Здесь N'_v — плотность числа электронов (или их концентрация), u — их скорость. После возникновения поля электроны получают ускорение, и, согласно § 29,

$$m\frac{\partial u}{\partial t} = e\mathfrak{E} \text{ или } u = \frac{e}{m}\int \mathfrak{E}\,dt. \qquad (349)$$

Подстановка выражения (349) в формулу (247а) дает:

$$j = \frac{N'_v e^2}{m_0}\int \mathfrak{E}\,dt, \qquad (350)$$

или после введения сокращенного обозначения λ:

$$(j\lambda) = \int \mathfrak{E}\,dt. \qquad (351)$$

В обычных проводниках скорость u достигает стационарного значения, так как возникает аналогичное трению и направленное противоположно силе $e\mathfrak{E}$ сопротивление В сверхпроводнике нет никакого противодействия. Вместо этого нарастающее магнитное поле индуцирует напряжение, причем напряженность возникающего поля направлена противоположно первоначальной. Это напряжение для особенно простого геометрически случая проводника, имеющего вид плоской ленты (рис. 573), можно вычислить из закона индукции

$$\text{rot}\,\mathfrak{E} = -\dot{\mathfrak{B}}.$$

Здесь d по-прежнему есть глубина проникновения, $\mathfrak{E}$ — первоначальная напряженность поля непосредственно под поверхностью проводника, то

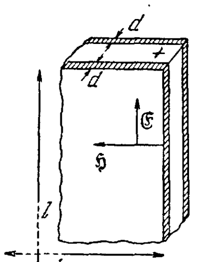


Рис. 573. К выводу формулы (348). Верхний правый угол ленточного проводника длины l и ширины b.

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\frac{\mathfrak{E}}{d}$$ (ср. «Механика», формула (200)).

Подстановка этого значения в формулу (64) дает

$$\mathfrak{E} = \dot{\mathfrak{B}} d, \qquad (352)$$

а сопоставление формул (64) и (352) приводит к соотношению

$$j\lambda = \mathfrak{B} d. \qquad (353)$$

Для напряженности магнитного поля $\mathfrak{H}$ непосредственно у поверхности проводника имеем:

$$\mathfrak{H}\, 2b = I = j\, 2bd \quad \text{или} \quad \mathfrak{H} = jd. \qquad (354)$$

Подстановка выражения (354) в формулу (353) дает (348):

$$j\lambda = \mu_0 j d^2, \quad \text{или} \quad d = \sqrt{\frac{\lambda}{\mu_0}}.$$

§ 269. Возникновение новой фазы в точке скачка. При охлаждении сверхпроводящего вещества до точки скачка происходит скачкообразное увеличение его удельной теплоты на 50% (рис. 574). Таким образом, при понижении температуры удельная теплота сверхпроводящего вещества сначала становится больше, чем удельная теплота нормально проводящего. В точке скачка начинается образование новой фазы, и для этого энергия преобразования должна отводиться так же, как и при конденсации пара вблизи его критической температуры. По мере понижения температуры этот фазовый переход охватывает все большую долю электронов. Таким образом, некоторая часть электронов все еще остается в состоянии, соответствующем нормальной проводимости, но они не могут проявиться в виде стационарного тока. Уже возникшая сверхпроводимость мешает созданию напряжения, а без последнего электроны в нормальном состоянии не могут перемещаться. Нельзя поэтому сказать, что в точке скачка удельное сопротивление проводника исчезает. Исчезает только возможность обнаружения его при помощи стационарных токов.

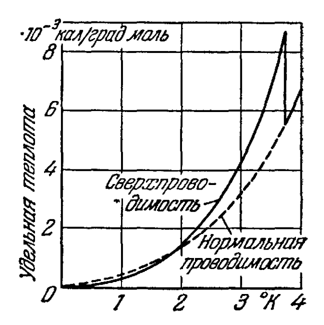


Рис. 574. Влияние температуры на удельную теплоту металла При снятии кривой, отмеченной пунктиром, сверхпроводимость была уничтожена действием магнитного поля.

Теплопроводность металлов при низких температурах обусловливается главным образом электронами нормальной проводимости. Ниже точки скачка число этих электронов уменьшается, и потому

по мере понижения температуры теплопроводность сверхпроводящих металлов все больше отстает от теплопроводности тех же металлов в состоянии нормальной проводимости. Последнее состояние всегда можно создать с помощью магнитного поля. На рис. 575 показаны два типичных примера.

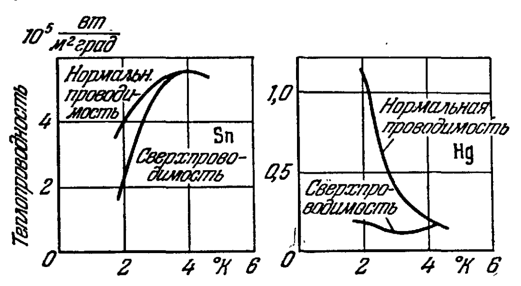


Рис. 575. Теплопроводность металла в сверхпроводящем состоянии значительно меньше, чем в состоянии нормальной проводимости, создаваемом магнитным полем.

§ 270. Заключительное замечание. При рассмотрении явлений сверхпроводимости электроны нельзя рассматривать как отдельные, не зависящие друг от друга индивидуумы. Они могут двигаться только как участники большой совокупности, сохраняющейся благодаря их взаимным связям. Механическая аналогия может быть здесь полезна. Представим себе наклонную плоскость с большим количеством отверстий и катящиеся вниз по этой плоскости шарики. Если бы каждый из этих шариков катился сам по себе, то отверстия действовали бы как ловушки и удерживали их. Но это не будет происходить, если все шарики будут связаны друг с другом шнурками, как группа альпинистов во время восхождения. Очевидно, в этом процессе участвуют не только электроны проводимости, но и электроны внешней электронной оболочки атомов. Об этом говорит следующее замечательное правило: особенно высокой температурой точки скачка характеризуются те соединения и сплавы, для которых арифметическое среднее валентностей, т. е. число валентных электронов, имеет значения, лежащие между 4,8 и 5 (Б. Т. Маттиас).

Из практических применений сверхпроводимости нужно прежде всего отметить возможность изготовления очень чувствительных измерителей мощности излучения, работающих по принципу термометров сопротивления или болометров. В последнее время эти явления используются также для изготовления весьма малых по размерам элементов «памяти» в счетно-решающих машинах [1]).

[1]) В 1958 г. советскими физиками-теоретиками была создана теория сверхпроводимости, которая, по-видимому, полностью дает объяснение этим явлениям. Теория эта требует основательного знакомства с современной квантовой механикой и не может быть изложена в рамках данной книги.— *Прим. перев.*

ПРИЛОЖЕНИЕ

XXX. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И ИХ ЕДИНИЦ

§ 271. Предварительное замечание. Для качественных физических *понятий* устанавливаются с помощью измерений физические *величины*. Величина есть произведение численного значения на определенную единицу. Измерительные процессы для подавляющего большинства физических величин, именно для так называемых «производных» величин, устанавливаются условно, по соглашению, с помощью тех или иных равенств. *Эти равенства, вообще говоря, вовсе не должны выявлять все экспериментальное содержание фактов, связанных с данной величиной.*

Применяя различные измерительные процессы, мы можем для одного и того же физического понятия определить различные величины. Напомним об одном примере, который мы уже приводили в «Механике».

Пусть за время Δt через поперечное сечение протекает количество жидкости, имеющее объем ΔV и массу ΔM. Тогда для физического понятия «сила тока» («расход») мы можем с помощью двух различных измерительных процессов определить две различные физические величины. Можно ввести либо определение

$$\text{сила тока } I = \frac{\Delta M}{\Delta t}, \tag{355}$$

либо определение

$$\text{сила тока } i = \frac{\Delta V}{\Delta t}. \tag{356}$$

Между обеими этими величинами, носящими одно и то же наименование «силы тока», существует соотношение $\frac{I}{i} = \frac{\Delta M}{\Delta V}$ = плотность жидкости ϱ. Нельзя соединять величины I и i друг с другом знаком равенства ($=$). Допустим только знак соответствия ($\triangleq$).

Буквы в физических равенствах всегда обозначают величины, а не понятия. К сожалению, число букв в алфавите недостаточно велико для того, чтобы можно было все определяемые величины обозначать различными буквами (см. выше I и i). Поэтому постоянно приходится встречаться со случаями, когда одной и той

же буквой обозначаются совершенно различно определенные величины. Это является постоянным источником недоразумений. Поэтому то обстоятельство, что в дальнейшем мы будем различать при помощи индексов различные величины, имеющие одно и то же наименование и обозначаемые одной и той же буквой, отнюдь не является проявлением педантизма.

§ 272. Механическое определение электрических величин. *На ранних стадиях развития учения об электричестве не существовало никаких электрических измерительных приборов; были только приборы механические.* Поэтому вначале величины для всех электрических понятий определялись только с помощью таких измерительных процессов, в которых производилось измерение *механических* величин. Это осуществлялось двумя способами.

I. Механическое определение электрических величин с помощью сил, действующих между покоящимися зарядами

Закон Кулона (формула (21), стр. 74) гласит: $K = fq^2/R^2$. В нем множитель пропорциональности

$$f = \text{сила}\cdot\text{длина}^2/\text{заряд}^2. \tag{357}$$

Помимо механических величин, он содержит также и электрическую величину, именно *заряд*. Эту *электрическую* величину можно исключить, приняв определение

$$\text{заряд } q_s = \text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}. \tag{358}$$

Исходя из этого, мы получаем все остальные величины, определенные «электростатически», что и подчеркивается индексом s при соответствующих буквах. Примеры:

	Определение величины	*Единица*
Заряд	$q_s = \text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}$	$\text{см}\cdot\sqrt{\text{дин}} \triangleq \frac{1}{3}\cdot 10^9\ \text{а}\cdot\text{сек}$
Напряжение	$U_s = \frac{\text{работа}}{\text{заряд}} = \frac{\text{длина}\cdot\text{сила}}{\text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}} = \sqrt{\text{сила}}$	$\sqrt{\text{дин}} \triangleq 300\ \text{в}$
Емкость	$C_s = \frac{\text{заряд}}{\text{напряжение}} = \frac{\text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}}{\sqrt{\text{сила}}} = \text{длина}$	$\text{см} \triangleq \frac{1}{9}\cdot 10^{-11}\ \frac{\text{а}\cdot\text{сек}}{\text{в}}$
Напряженность электрического поля	$\mathfrak{E}_s = \frac{\text{сила}}{\text{заряд}} = \frac{\text{сила}}{\text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}} = \frac{\sqrt{\text{сила}}}{\text{длина}}$	$\frac{\sqrt{\text{дин}}}{\text{см}} \triangleq 300\ \frac{\text{в}}{\text{см}}$
Плотность смещения	$\mathfrak{D}_s = \frac{\text{заряд}}{\text{площадь}} = \frac{\text{длина}\cdot\sqrt{\text{сила}}}{\text{длина}^2} = \frac{\sqrt{\text{сила}}}{\text{длина}}$	$\frac{\sqrt{\text{дин}}}{\text{см}} \triangleq \frac{1}{3}\cdot 10^9\ \frac{\text{а}\cdot\text{сек}}{\text{см}^2}$

Все эти определения безупречны, но в настоящее время уже нецелесообразны. Ни в коем случае не следует опускать при величинах индекс s и при сопоставлении единиц заменять знак соответствия ($\triangleq$) знаком равенства ($=$). Иначе возникают недоразумения, известные в литературе.

II. Механическое определение электрических величин с помощью сил, действующих между движущимися зарядами

Для силы притяжения между двумя токами, т. е. движущимися зарядами, точнее, для силы притяжения между двумя отрезками проводников с током длины l, находящихся на расстоянии r друг от друга, мы имели в случае $l \gg r$ выражение: $\mathfrak{K} = f' \cdot I^2 l / r$. Входящий в это выражение множитель пропорциональности

$$f' = \frac{\text{сила}}{\text{ток}^2}$$

также содержит одну *электрическую* величину, именно *ток* I. Эту электрическую величину можно *исключить*, определив ток с помощью равенства $I_m = \sqrt{\text{сила}}$. Исходя из этого, можно *электромагнитно* определить и все остальные величины, отметив это индексом m при соответствующей букве. Примеры:

Определение величины	*Единица*
Ток $I_m = \sqrt{\text{сила}}$	$\sqrt{\textit{дин}} \triangleq 10\ \textit{а}$
Заряд $q_m = \text{время} \cdot \sqrt{\text{сила}}$	$\textit{сек}\sqrt{\textit{дин}} \triangleq 10\ \textit{а} \cdot \textit{сек}$
Напряжение $U_m = \dfrac{\text{длина} \cdot \sqrt{\text{сила}}}{\text{время}}$	$\textit{см}\sqrt{\textit{дин}} \triangleq 10^{-8}\ \textit{в}$
Сопротивление $R_m = \dfrac{\text{длина}}{\text{время}}$	$\dfrac{\textit{см}}{\textit{сек}} \triangleq 10^{-9}\ \textit{ом}$
Индуктивность $L_m = \text{длина}$	$\textit{см} \triangleq 10^{-9}\ \dfrac{\textit{в} \cdot \textit{сек}}{\textit{а}}$
Емкость $C_m = \dfrac{\text{время}^2}{\text{длина}}$	$\dfrac{\textit{сек}^2}{\textit{см}} \triangleq 10^9\ \textit{ф}$
Напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}_m = \dfrac{\sqrt{\text{сила}}}{\text{длина}}$	$\dfrac{\sqrt{\textit{дин}}}{\textit{см}} = \textit{эрст} \triangleq 79{,}6\ \dfrac{\textit{а}}{\textit{м}}$
Плотность магнитного потока $\mathfrak{B}_m = \dfrac{\sqrt{\text{сила}}}{\text{длина}}$	$\dfrac{\sqrt{\textit{дин}}}{\textit{см}} = \textit{гс} \triangleq 10^{-4} \dfrac{\textit{в} \cdot \textit{сек}}{\textit{м}^2}$.

Напрасно было бы задавать себе вопрос, почему следует отличать единицы «эрстед» и «гаусс», имеющие одинаковые определяющие равенства.

Покажем еще на двух примерах, почему при сравнении *механически* определенных электрических и магнитных величин нельзя смешивать знаки соответствия ($\triangleq$) и равенства ($=$):

1. Если для двух единиц электрического заряда q_s и q_m написать

$$1\ \text{см}\cdot\sqrt{\text{дин}}=\frac{1}{3}\cdot 10^9\ a\cdot\text{сек}\quad\text{и}\quad 1\ \text{сек}\cdot\sqrt{\text{дин}}=10\ a\cdot\text{сек},$$

то деление этих равенств приводит к бессмысленному соотношению

$$1\ \text{см}=\frac{1}{3}\,10^8\ \text{сек}.$$

2. Если для единиц величин, характеризующих магнитное поле, написать:

$$1\ \frac{\sqrt{\text{дин}}}{\text{см}}\triangleq 1\ \text{гс}=10^{-9}\frac{\text{в}\cdot\text{сек}}{\text{м}^2}\quad\text{и}\quad 1\frac{\sqrt{\text{дин}}}{\text{см}}\triangleq 1\ \text{эрст}=79{,}6\ \frac{a}{\text{м}},$$

то справа от знака соответствия будут стоять равенства, определяющие новые единицы, называемые 1 «гаусс» и 1 «эрстед». Деля эти равенства почленно друг на друга, находим, что $1\ \frac{\text{гаусс}}{\text{эрстед}}=$ $=1{,}256\cdot 10^{-6}$ *в·сек/а·м*, т. е. мы получаем новое, излишнее наименование для постоянной индукции μ_0, которая появляется, когда мы магнитные величины измеряем *электрически*.

Обе группы механически определенных электрических величин — как «электростатические» (группа I), так и «электромагнитные» (группа II)— построены на определяющих равенствах, написанных в «нерациональной» форме. Это означает, что отсутствие множителя 4π указывает на то, что поле обладает шаровой симметрией, и, напротив, множитель 4π появляется всегда, когда поле однородно.

§ 273. Электрическое определение электрических величин основано на том, что, кроме механических основных величин, вводится еще одна величина — *электрическая*, например ток. При этом и во все равенства, определяющие электрические и магнитные величины, будет входить одна электрическая величина. Так мы поступали в этой книге. Кроме того, в этой книге все величины определены «рационально»: множитель 4π появляется только тогда, когда поле имеет шаровую симметрию.

Многие авторы записывают и *электрически* определенные единицы в нерациональной форме, т. е. пользуются множителем 4π только тогда, когда поле однородно. В этом случае, например, равенство, с помощью которого электрически определяется напряженность магнитного поля, имеет вид

$$\mathfrak{H}'=4\pi\frac{nI}{l}, \qquad (359)$$

вместо

$$\mathfrak{H}=\frac{nI}{l},$$

которое имеет силу при рациональной форме записи. Величины $\mathfrak{H}'$ и $\mathfrak{H}$ однородны, они только *количественно* определены различно. Поэтому их можно соединять знаком равенства и писать $\mathfrak{H}'=4\pi\mathfrak{H}$. Следовательно, величины $\mathfrak{H}'$ и $\mathfrak{H}$ измеряются в одних и тех же единицах, например в амперах на метр. Они отличаются друг от друга так же, как циклическая частота $\omega=2\pi\nu$ отличается от частоты ν.

В данной книге все *магнитные* величины также определены *электрически*. Принципиально можно было бы ввести в качестве пятой основной величины какую-нибудь магнитную величину, например напряженность магнитного поля $\mathfrak{H}$, и дать ее единице какое-нибудь собственное имя, например назвать ее «густавом». Тогда в § 46 мы должны были бы написать

$$\mathfrak{H}=\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{nI}{l}, \tag{360}$$

или словами: напряженность магнитного поля не равна, но пропорциональна отношению $\frac{\text{число ампервитков}}{\text{длина катушки}}$. При этом множитель пропорциональности

$$\gamma=1\,\frac{\text{ампер/метр}}{\text{густав}}\,. \tag{361}$$

До сих пор только некоторые отдельные авторы считали оправданным введение пятой основной величины. Большинство считает достаточным принять по условию $\gamma=1$ и применять, кроме механических величин, только одну электрическую основную величину.

§ 274. Определение величин, характеризующих поле, по Леблю (O. Löbl). В настоящей книге для каждого из полей мы определили две величины, характеризующие это поле. Для электрического поля это были его напряженность $\mathfrak{E}$ и плотность смещения $\mathfrak{D}$, для магнитного поля — напряженность $\mathfrak{H}$ и плотность магнитного потока (магнитная индукция) $\mathfrak{B}$. Единицы, в которых измеряются эти величины, сразу дают нам возможность видеть, с помощью какого измерительного процесса эти величины вводятся. В вакууме эти пары величин — $\mathfrak{E}$ и $\mathfrak{D}$, с одной стороны, и $\mathfrak{H}$ и $\mathfrak{B}$, с другой — также остаются различными. Многие физики считают это недостатком. По предложению Лебля этот недостаток можно устранить следующим образом.

Внутри вещества существует *в поперечной щели* (рис. 329,*в* и 347,*в*)

электрическая плотность смещения	плотность магнитного потока
$\mathfrak{D}_m=\varepsilon\cdot\varepsilon_0\mathfrak{E}$	$\mathfrak{B}_m=\mu\cdot\mu_0\mathfrak{H}$
(следует из формул (171), стр. 242 и (173), стр. 243).	(следует из формул (219) и (221), стр. 263, 264).

Вместо величин $\mathfrak{D}_m$ и $\mathfrak{B}_m$ О. Лебль определяет две величины, которые мы будем отмечать его именем:

$$\mathfrak{D}_{m,\ \text{Лебль}} = \frac{\mathfrak{D}_m}{\varepsilon_0} = \varepsilon\mathfrak{E}. \qquad \Big| \qquad \mathfrak{B}_{m,\ \text{Лебль}} = \frac{\mathfrak{B}_m}{\mu_0} = \mu\mathfrak{H}.$$

При этом изменяются также определения поляризации $\mathfrak{P}$ и намагничивания $\mathfrak{J}$:

вместо

$$\mathfrak{D}_m = \mathfrak{P} + \mathfrak{D}$$

(формула (167), стр. 238)

мы имеем теперь:

$$\frac{\mathfrak{D}_m}{\varepsilon_0} = \frac{\mathfrak{P}}{\varepsilon_0} + \mathfrak{E},$$

$$\mathfrak{D}_{m,\ \text{Лебль}} = \mathfrak{P}_{\text{Лебль}} + \mathfrak{E}.$$

вместо

$$\mathfrak{B}_m = \mathfrak{J} + \mathfrak{B}$$

(формула (212), стр. 212)

мы имеем теперь:

$$\frac{\mathfrak{B}_m}{\mu_0} = \frac{\mathfrak{J}}{\mu_0} + \mathfrak{H},$$

$$\mathfrak{B}_{m,\ \text{Лебль}} = \mathfrak{J}_{\text{Лебль}} + \mathfrak{H}.$$

В вакууме нет ни поляризации ни намагничивания, и, следовательно, для вакуума

$$\mathfrak{D}_{\text{Лебль}} = \mathfrak{E}. \qquad \Big| \qquad \mathfrak{B}_{\text{Лебль}} = \mathfrak{H}.$$

§ 275. Определение единиц ампер и вольт. *Современные единицы тока и напряжения определяются тем, что по международному соглашению устанавливаются определенные значения для их произведения и для их отношения.* Для произведения принято:

$$1 \text{ вольт}\cdot\text{ампер}\cdot\text{секунда} = 1 \text{ ньютон}\cdot\text{метр}. \tag{362}$$

Отношение вольт/ампер определяется требованием, чтобы измерение индукционной постоянной давало значение:

$$\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{\text{вольт}\cdot\text{секунда}}{\text{ампер}\cdot\text{метр}} = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{\text{ньютон}}{\text{ампер}^2}. \tag{363}$$

Принципиально, т. е. на бумаге, этим все решено.

Экспериментальное осуществление этой программы, например в студенческом практикуме, проводится в три этапа.

I. Создание необходимых экспериментальных средств

Для всего количественного развития учения об электричестве достаточно измерить *две* из трех величин — ток, напряжение и сопротивление — в произвольных, импровизированных единицах. Для краткости мы дадим этим импровизированным единицам собственные имена, но не имена известных исследователей, а обычные житейские имена. Этим будет одновременно подчеркнута произвольность выбора единиц. После этого предварительного замечания мы обзаведемся следующими вспомогательными средствами:

1) несколькими одинаковыми элементами или аккумуляторами; каждый из них, как *нормаль напряжения*, будет овеществлять единицу напряжения, которую мы назовем «1 макс»;

2) несколькими одинаковыми металлическими проводниками; каждый из них, как *нормаль сопротивления*, будет овеществлять единицу сопротивления, которую мы назовем «1 фриц»;

3) измерителем напряжения (§ 6 и 8), который мы прокалибруем по напряжениям U в «максах» и по импульсам напряжения ($\int U dt$) в «макс-секундах»;

4) измерителем тока (§ 3); последний мы прокалибруем по току I в единицах $\frac{\text{макс}}{\text{фриц}}$, называемых «мориц», и по импульсам тока ($\int I dt$) в «мориц-секундах».

II. Определение произведения: вольт-ампер

Принцип: пользуясь предварительно прокалиброванными, как было указано выше, приборами, мы измерим с помощью одного из проверенных методов силу $\mathfrak{K}$, которая действует в магнитном поле на проводник с током I. Можно, например, воспользоваться схемой, показанной на рис. 180, т. е. поместить проводник длины l поперек магнитного поля с плотностью магнитного потока $\mathfrak{B}$. Силу измеряют в ньютонах и экспериментально получают для отношения $\mathfrak{K}/\mathfrak{B}Il$ постоянное значение. Если численное значение его есть a, то мы можем написать:

$$\frac{\mathfrak{K}}{\mathfrak{B}I\cdot l}=a\frac{\text{ньютон}}{\frac{\text{макс-секунда}}{\text{метр}^2}\cdot\text{мориц-метр}}=a\frac{\text{ньютон-метр}}{\text{макс-мориц-секунда}}. \quad (364)$$

Величина, стоящая в правой части этого равенства, представляет собой множитель пропорциональности между силой $\mathfrak{K}$ и произведением $\mathfrak{B}Il$. Для того чтобы имело место равенство $\mathfrak{K}=\mathfrak{B}Il$, этот множитель пропорциональности должен быть равен 1. Для этого достаточно, чтобы 1 макс-мориц-секунда равнялся a ньютон-метров. Но, кроме того, мы должны иметь равенство 1 ньютон-метр = 1 вольт-ампер-секунде. Из обоих этих требований вытекает

$$1\ \text{макс-мориц} = a\ \text{вольт-ампер}. \quad (365)$$

Этим установлено *произведение* наших единиц. Чтобы получить каждую из них в отдельности, нужно еще установить их отношение.

III. Определение отношения: вольт/ампер = 1 ом

Принцип: измеряем с помощью одного из проверенных методов индукционную постоянную μ_0. Для этого можно, например, применить процесс, поясненный в § 52. Обозначая *численное значение*

через b, мы экспериментально получаем:

$$\mu_0 = \frac{\int U dt}{\mathfrak{H} n F} = b \frac{\text{макс-секунда}}{\frac{\text{мориц}}{\text{метр}} \cdot \text{метр}^2} = b \frac{\text{макс-секунда}}{\text{мориц-метр}}. \qquad (366)$$

Равенство (366) переходит в требуемое равенство (363), если мы положим

$$1 \frac{\text{макс}}{\text{мориц}} = 1 \text{ фриц} = \frac{4\pi}{b} \cdot 10^{-7} \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}} = c \text{ ом}. \qquad (367)$$

Это означает: *металлический проводник, который мы избрали в качестве нормали сопротивления, будет впредь овеществлять с омов или с вольт/ампер*. Сопоставление равенств (365) и (367) дает соотношение

$$1 \text{ макс} = \sqrt{a \cdot c} \text{ вольт} = d \text{ вольт}. \qquad (368)$$

Это означает: *элемент, который мы выбрали в качестве эталона напряжения, впредь будет овеществлять напряжение в d вольт*. Так в настоящее время фактически и поступают, и так было определено в § 7 значение $d = 1{,}0186$. «Потенциальные весы» и т. п. уже отошли в историческое прошлое.

ЕДИНИЦЫ ЭНЕРГИИ

	1 ватт-секунда = ньютон-метр	1 киловатт-час	1 килокалория	1 килопонд-метр	1 литр-атмосфера *)
1 ватт-секунда / 1 ньютон-метр	1	$2{,}77_8 \cdot 10^{-7}$	$2{,}38_9 \cdot 10^{-4}$	$0{,}102_0$	$1{,}02_0 \cdot 10^{-2}$
1 киловатт-час	$3{,}600 \cdot 10^6$	1	860 **)	$3{,}67_2 \cdot 10^5$	$3{,}67_2 \cdot 10^4$
1 килокалория **)	$4{,}18_6 \cdot 10^3$	$1{,}16_3 \cdot 10^{-3}$	1	426,9	$42{,}7_0$
1 килопонд-метр	9,8067	$2{,}72_3 \cdot 10^{-6}$	$2{,}34_2 \cdot 10^{-3}$	1	0,100
1 литр-атмосфера	98,069	$2{,}72_3 \cdot 10^{-5}$	$2{,}34_2 \cdot 10^{-2}$	10,0	1

*) Техническая атмосфера.
**) По международному определению для таблиц давления пара.

1 электрон-вольт = 1 *эв* = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ *вт·сек* = $1{,}074 \cdot 10^{-6}$ ТМЕ.
1 ТМЕ — 1 тысячная единицы массы = энергия покоя (воображаемой) частицы с атомным весом 10^{-3}, т. е. массой $1{,}66 \cdot 10^{-30}$ *кг*, 1 ТМЕ = $= 1{,}492 \cdot 10^{-13}$ *вт·сек* = $9{,}30_8 \cdot 10^5$ *эв*. 1 *ккал* = $2{,}614 \cdot 10^{22}$ *эв*; 1 *вт·сек* = $= 6{,}24 \cdot 10^{18}$ *эв*.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

Порядковые числа Z (жирные) и химические атомные веса (A) — безразмерные числа.
В скобках указаны массовые числа изотопов с наибольшей длительностью жизни

Период \ Группа	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
I	**1** H 1,0080								**2** He 4,003
II	**3** Li 6,940	**4** Be 9,013	**5** B 10,82	**6** C 12,01	**7** N 14,01	**8** O 16,00	**9** F 19,00		**10** Ne 20,18
III	**11** Na 22,99	**12** Mg 24,32	**13** Al 26,97	**14** Si 28,06	**15** P 30,98	**16** S 32,06	**17** Cl 35,46		**18** Ar 39,94
IV	**19** K 39,10	**20** Ca 40,08	**21** Sc 45,10	**22** Ti 47,90	**23** V 50,95	**24** Cr 52,01	**25** Mn 54,93	**26** Fe **27** Co **28** Ni 55,85 58,94 58,69	
	29 Cu 63,54	**30** Zn 65,38	**31** Ga 69,72	**32** Ge 72,60	**33** As 74,91	**34** Se 78,96	**35** Br 79,92		**36** Kr 83,80
V	**37** Rb 85,48	**38** Sr 87,63	**39** Y 88,92	**40** Zr 91,22	**41** Nb 92,9	**42** Mo 95,95	**43** Tc (99)	**44** Ru **45** Rh **46** Pd 101,1 102,9 106,7	
	47 Ag 107,88	**48** Cd 112,4	**49** In 114,8	**50** Sn 118,7	**51** Sb 121,8	**52** Te 127,6	**53** J 126,9		**54** Xe 131,3
VI	**55** Cs 132,9	**56** Ba 137,4	**57** La 138,9 Ланта-ниды	**72** Hf 178,6	**73** Ta 180,9	**74** W 183,9	**75** Re 186,3	**76** Os **77** Ir **78** Pt 190,2 193,1 195,2	
	79 Au 197,1	**80** Hg 200,6	**81** Tl 204,4	**82** Pb 207,2	**83** Bi 209,0	**84** Po 210	**85** At (210)		**86** Rn 222
VII	**87** Fr (223)	**88** Ra 226,05	**89** Ac 227 Акти-ниды						

Ланта-ниды	**58** Ce 140,1	**59** Pr 140,9	**60** Nd 144,3	**61** Pm (145)	**62** Sm 150,4	**63** Eu 152,0	**64** Gd 156,9	**65** Tb 158,9	**66** Dy 162,5	**67** Ho 164,9	**68** Er 167,2	**69** Tu 168,9	**70** Yb 173,1	**71** Lu 175,0
Акти-ниды	**90** Th 232,1	**91** Pa 231	**92** U 238,1	**93** Np (237)	**94** Pu (242)	**95** Am (243)	**96** Cm (245)	**97** Bk (245)	**98** Cf (248)	**99** Es (254)	**100** Fm (253)	**101** Md (256)	**102** No (253)	

ВАЖНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ

Гравитационная постоянная	$\gamma = 6{,}66_4 \cdot 10^{-11}$ *н·м²/кг²*
Постоянная электростатической индукции	$\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ *а·сек/в·м*
Постоянная электромагнитной индукции	$\mu_0 = 1{,}2566 \cdot 10^{-6}$ *в·сек/а·м*
Скорость света в вакууме . .	$c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2} = 2{,}9979$ *м/сек*
Волновое сопротивление вакуума	$\Gamma = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} = 376{,}5$ *ом*
Атомный вес протона	$(A)_p = 1{,}007595$
Атомный вес нейтрона . . .	$(A)_n = 1{,}008984$
Масса протона	$m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-27}$ *кг*
Энергия покоя протона . . .	$(W_p)_0 = 9{,}38 \cdot 10^8$ *эв*
Масса покоя электрона . . .	$m_0 = 9{,}10_7 \cdot 10^{-31}$ *кг*
Энергия покоя электрона . .	$(W_e)_0 = 5{,}11 \cdot 10^5$ *эв*
Масса протона /масса электрона	$m_p/m_0 = 1836$
Элементарный электрический заряд	$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ *а·сек*
Удельный заряд электрона .	$e/m_0 = 1{,}75_9 \cdot 10^{11}$ *а·сек/кг*
Постоянная Больцмана . . .	$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *вт·сек/град* $= 8{,}62$ *эв/град*
Квант действия Планка . . .	$h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ *вт·сек²* $= 4{,}136 \cdot 10^{-15}$ *вт·сек*
Элементарный вращательный импульс	$h/2\pi = 1{,}055 \cdot 10^{-34}$ *вт·сек²* или *кг·м²*
Радиус наименьшей орбиты в атоме H	$a_{\text{H}} = \varepsilon_0 h^2/\pi m_0 e^2 = 5{,}292 \cdot 10^{-11}$ *м*
Магнетон Бора	$m_{\text{Бор}} = \mu_0 he/4\pi m_0 = 1{,}165 \cdot 10^{-29}$ *в·сек·м*
Классический радиус электрона	$r_{\text{эл}} = \mu_0 e^2/4\pi m_0 = 2{,}81_8 \cdot 10^{-15}$ *м*
Ридберговская частота . . .	$R = e^4 m_0/8\varepsilon_0^2 h^3 = 3{,}29 \cdot 10^{15}$ *сек⁻²*
Ридберговское волновое число	$R^* = e^2 m_0/8\varepsilon_0^2 h^3 c = 109737{,}4$ *м⁻¹*
Комптоновская длина волны	$\lambda_{\text{K}} = h/m_0 c = 2{,}426 \cdot 10^{-12}$ *м*
Зоммерфельдовская постоянная тонкой структуры . .	$\alpha = e^2/2\varepsilon_0 hc = 1/137$

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ